Über das Wesen der Emission der in Flammen leuchtenden Metalldämpfe.

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

der hohen

Philosophischen Fakultät der Sch esischen Friedrich-Wilhelms-Universität zu Breslau

vorgelegt

und mit ihrer Genehmigung veröffentlicht

von

Hedwig Kohn.

ACAD. LAND.BAT. BIBL.

Mittwoch, den 17. Dezember 1913, mittags $12^1/_2$ Uhr im Musiksaal der Universität.

Vortrag:

„Der Einfluß magnetischer Kräfte auf optische Erscheinungen“

und

Promotion.

Breslau 1913

Druck von Grass, Barth & Comp. (W. Friedrich) in Breslau.

Gedruckt mit Genehmigung einer hohen philosophischen Fakultät
der Schlesischen Friedrich-Wilhelms-Universität zu Breslau.

Referenten: Geheimrat Prof. Dr. O. Lummer,
Prof. Dr. E. Pringsheim.

Examen rigorosum: 30. Juli 1913.

Meinen Eltern

Meinen Eltern

Inhaltsverzeichnis.

Seite

Einleitung: Geschichtliche Entwickelung der Frage — — — Formulierung der Untersuchungsmethode die in der gleichzeitigen Bestimmung der wahren Flammentemperatur und der sog. „Umkehrtemperatur" des Dampfes besteht 1

Teil I: Relative Messungen.

§ 1. Vorbereitende Untersuchungen für die Umkehrmessungen 11

§ 2. Abhängigkeit der „Umkehrtemperatur" von der Spektrometerspaltbreite und der Dispersion 16

§ 3. Abhängigkeit der „Umkehrtemperatur" von der Dampfdichte (Zahl der emittierenden Zentren) 19

§ 4. Abhängigkeit der „Umkehrtemperatur" von der Art des in die Flamme eingeführten Salzes 23

Teil II: Absolute Messungen.

§ 5. Entwickelung der Methode für die gleichzeitige Bestimmung der wahren Flammentemperatur, mittels eines Meßdrahtes, und der „Umkehrtemperatur" 27

§ 6. Vorbereitende Untersuchungen für die gleichzeitige Bestimmung der Drahttemperatur und der „Umkehrtemperatur" 30

§ 7. Gleichzeitige Bestimmung der Drahttemperatur und der „Umkehrtemperatur" im Intervall von 1800—1500° Cels. 48

§ 8. Bestimmung der „wahren" Flammentemperatur nach der Schmidt'schen Methode 59

§ 9. Gekühlte und „kalte" Flammen 75

Schluß: Zusammenfassung der Ergebnisse 84

Seite

. 1

. 11

. 19

. 19

. 23

. 27

. 30

. 46

. 59

. 65

. 84

Einleitung.

Geschichtliche Entwickelung der Frage. — Formulierung der Untersuchungsmethode, die in der gleichzeitigen Bestimmung der wahren Flammentemperatur und der sog. „Umkehrtemperatur" des Dampfes besteht.

Kirchhoffs Strahlungsgesetz gilt bekanntlich für alle Körper, welche lediglich auf Kosten von Wärme Strahlung emittieren und alle absorbierte Strahlung in Wärme umsetzen.[1]) Die Frage, ob den glühenden Gasen diese Eigenschaft der sog. Temperaturstrahlung[2]) zukommt, hat die verschiedenen Ansichten über das Wesen der Emission und Absorption der Gase ins Leben gerufen. Kirchhoff, der die von ihm und Bunsen entdeckte Erscheinung der Linienumkehr in der gefärbten Bunsenflamme mit Hilfe seines Satzes theoretisch erklären will, setzt fast in allen seinen Mitteilungen die Eigenschaft der reinen Temperaturstrahlung bei den in der Flamme glühenden Gasen voraus. Durch seine Beobachtungen wird er dazu in gewissem Grade berechtigt[3]): „Das Drummond'sche Licht erfordert, damit in ihm die Linien D dunkel erscheinen, eine Kochsalzflamme von niederer Temperatur. Die Flamme von wässerigem Alkohol ist hierzu geeignet, die Flamme der Bunsen'schen Gaslampe aber nicht". Es hängt also wesentlich von der Temperatur der Flamme ab, ob die in ihr erzeugten Linien durch eine Lichtquelle von gegebener Temperatur und Intensität umgekehrt werden können oder nicht. Die Möglichkeit, daß die Emission der in den Flammen leuchtenden Gase nicht auf reiner Temperaturstrahlung beruhen könnte, zieht

---

[1]) G. Kirchhoff, Untersuchungen über das Sonnenspektrum und die Spektren der chemischen Elemente, Abh. Berl. Akad. 1861; auch Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften Nr. 100, III, Leipzig 1898.

[2]) Diese Bezeichnung stammt ursprünglich von R. v. Helmholtz, 1890.

[3]) G. Kirchhoff, Über die Fraunhoferschen Linien, Monatsber. d. Berl. Akad. Okt. 1859, desgl. Pogg. Ann. Bd. 109, p. 148—150 (1860), auch Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften Nr. 100, I.

Kirchhoff nur ein einziges Mal in Betracht. Er sagt[1]): „Alle Spektren muß man auf ähnliche Weise umkehren können. Eine Ausnahme könnte nur eintreten bei einer Flamme, bei der ein Teil des Lichtes unmittelbar durch chemischen Prozeß hervorgerufen würde, oder bei einer Flamme, die fluoreszierte. Die Versuche müssen entscheiden, ob es solche Flammen gibt."

Ohne weitere Bedenken faßt auch Gouy[2]) die Flammen als reine Temperaturstrahler auf. Er will die Helligkeit der von einer Natriumflamme emittierten D-Linien im Vergleich zu der Intensität des gleich temperierten schwarzen Körpers für die Wellenlänge der Na-Linien bestimmen. Als gleich temperiert betrachtet er denjenigen schwarzen Körper, von dessen Energie die Flamme ebensoviel absorbiert, wie sie selbst emittiert, in dessen kontinuierlichen Spektrum die D-Linien beim Umkehrversuche also gerade verschwinden.

Andererseits aber beginnen schon kurze Zeit nach der Veröffentlichung des Kirchhoffschen Satzes die zahlreichen Forschungen, welche das Wesen der Emission und Absorption der Gase zu ergründen suchen. Die wesentlichen Unterschiede im Charakter der diskontinuierlichen Spektren je nachdem, ob die Emission der Gase in der Flamme oder durch elektrische Erregung erzeugt wird, erschüttern die ursprüngliche Auffassung, daß ähnlich wie bei den festen Körpern die Strahlung der Gase lediglich eine Folge der hohen Temperatur sei. Die experimentelle quantitative Prüfung des Kirchhoffschen Gesetzes an glühenden Gasen hätte über das Wesen ihrer Emission Aufschluß geben können, da die Gültigkeit des Kirchhoffschen Gesetzes mit größter Wahrscheinlichkeit ein eindeutiges Kriterium dafür ist, daß reine Temperaturstrahlung vorliegt. Zu einer solchen Prüfung aber war die Theorie der schwarzen Strahlung noch nicht genügend entwickelt, fehlte ferner noch ihre experimentelle Verwirklichung. Man untersucht daher zunächst, ob Gase überhaupt durch bloße Temperaturerhöhung zur Emission gebracht werden können, ob ferner sog. „kalte Flammen"[3]) existieren, d. h. Gase, welche bei

1) G. Kirchhoff, Pogg, Ann. Bd. 109, p. 295 (1860).

2) G. L. Gouy, Du pouvoir emissif des flammes colorées, Compt. rend. 88, p. 418 (1879).

3) E. Pringsheim, Das Kirchhoffsche Gesetz und die Strahlung der Gase, Ann. d. Phys. Bd. 145 p. 437 (1892).

niedrigerer Temperatur als feste (schwarze) Körper sichtbares Licht zu emittieren beginnen. In Kaisers Handbuch der Spektroskopie Bd. II, Kap. 3, ebenso in Pringsheims: Rapport présenté au Congrès international de Physique en 1900 finden wir eine ausführliche Zusammenstellung der bis zum Ende des vorigen Jahrhunderts angestellten Beobachtungen. Die Hauptresultate der von Pringheim selbst ausgeführten Untersuchungen[1]) werden durch die folgenden Sätze wiedergegeben:

1. „Man kann glühende Gase herstellen, deren Temperatur unter 150° C. liegt.
2. Die Annahme, daß Gase durch bloße Temperaturerhöhung ein Linienspektrum[2]) emittieren können, ist eine weder aus experimentellen, noch aus theoretischen Gründen notwendige Hypothese."

Die Versuche Paschens[3]), welcher die Bandenspektren der Kohlensäure und des Wasserdampfes in Emission und Absorption durch bloße Temperaturerhöhung erzeugte, stehen durchaus nicht im Widerspruch zu Pringsheims Beobachtungen; denn schon damals schrieb man, nach den Untersuchungen von Mitscherlich, Lockyer, Gouy[4]) u. a. m., die Emission der Banden den Molekülen, die der Linien den Atomen zu, und heutzutage besitzen wir in der Erscheinung des Zeemaneffektes einen sicheren Beweis für die Wesensverschiedenheit der die Banden und Linien emittierenden Zentren.

Pringsheim aber folgert weiter[5]): „Es gibt keine gasförmige Lichtquelle, welche den Bedingungen des Kirchhoffschen Gesetzes genügt." Von dem Standpunkt aus, den Prings-

---

[1]) E. Pringsheim, l. c. p. 428—459 (1892).

[2]) In der zit. Arbeit heißt es: daß Gase durch bloße Temperaturerhöhung „leuchten" können. In einer folgenden Arbeit: E. Pringsheim, Bem. zu Herrn Paschens Abhandl.: „Über die Emission erhitzter Gase", Ann. d. Phys. Bd. 51, p. 442 (1894), bemerkt jedoch der Verfasser, daß er unter dem „Leuchten" der Gase nur das Aussenden des „Linienspektrums" verstanden wissen will.

[3]) F. Paschen, Über die Emission erhitzter Gase, Ann. d. Phys. Bd. 50, p. 409—443 (1893); Ann. d. Phys. Bd. 52, p. 209—237 (1894).

[4]) Ausführl. Literaturangaben sind in Kaysers Handb. d. Spektroskopie, Bd. 2, Kap. 4 zu finden.

[5]) l. c. p. 459 (1892).

heim selbst in seinen neuesten Abhandlungen[1]) vertritt, folgt dieser Schluß noch nicht aus seinen damaligen Versuchen. In dem in der „Scientia“ veröffentlichten Artikel wird folgende Hypothese ausgesprochen[2]):

„Damit die Strahlung eines Gases zustandekommt, müssen zwei Vorgänge zusammenwirken; durch den ersten müssen die Emissionszentren, von denen die Strahlung ausgeht, geschaffen werden, durch den zweiten müssen sie zur Emission angeregt werden“. Die Frage lautet jetzt also: Kann einer oder der andere oder auch beide Vorgänge lediglich in Temperaturerhöhung bestehen? In ähnlicher Weise ist das Problem auch von E. Bauer[3]) formuliert worden. Aus den Pringsheimschen Versuchen geht hervor, daß jedenfalls einer der beiden Vorgänge, die Erzeugung der schwingungsfähigen Teilchen, chemischer Natur ist; über die Energie, durch welche die Schwingungen erregt werden, sagen sie nichts aus. Aber auch die nur qualitative Bestätigung des Kirchhoffschen Gesetzes, daß nämlich eine Linie, die vorzugweise emittiert wird, ebenso absorbiert wird, löst diese Frage nicht. Hierzu ist nach Pringsheim der folgende Weg einzuschlagen[4]): Für das emittierende Gas sind an der Wellenlänge λ das Emissionsvermögen $E\lambda$ und das Absorptionsvermögen $A\lambda$ zu messen; und nun ist die Temperatur T_1 zu bestimmen, bei welcher das Emissionsvermögen e_{λ, T_1} des schwarzen Körpers gleich dem Verhältnis $\frac{E\lambda}{A\lambda}$ ist. Diese Temperatur T_1 bezeichnet Pringsheim als „spezifische“[5]), Bauer als die „Emissionstemperatur“[6]) des Gases. Gleichzeitig muß aber auch die wahre Temperatur T des leuchtenden Gases gemessen und mit T_1 verglichen werden. Sind T und T_1 identisch, so gehorcht das leuchtende Gas

---

[1]) E. Pringsheim, Temperaturstrahlung und Lumineszenz, Scientia Bd. XIII, Jahrg. 7 p. 174—189 (1913), ferner: Zur Theorie der Lumineszenz, Jahresber. der Schles. Gesellsch. f. vaterl. Kultur, II, Abt. Naturwiss. Sekt. p. 93—97 (1912).

[2]) l. c. (1913) p. 185; s. a. Compt. rend. 151 p. 302 (1910).

[3]) E Bauer, Recherches sur le rayonnement, Thèses, Paris, Gauthier-Villars p. 129 (1912) auch: Sur le rayonnement et la température des flammes, Le Radium t. VI p. 2 (1909).

[4]) l. c. p. 188 (1913).

[5]) l. c. p. 188 (1913).

[6]) l. c. p. 126 (1912).

quantitativ dem Kirchhoffschen Gesetz; die Voraussetzungen desselben sind also erfüllt, d. h. die Erregung der schwingungsfähigen Gebilde geschieht lediglich auf Kosten von Wärmeenergie, alle absorbierte Energie wird in Wärme umgesetzt.

Sobald T und T_1 verschieden sind, liegt ein Lumineszenzvorgang vor. Nach Bauer[1]) ist die Größe der Differenz T_1—T ein Maß für die Lumineszenz, das hieße, daß nur die dieser Differenz entsprechende Energie nicht auf Kosten von Wärme erzeugt wird. Ich weiß nicht, ob diese Annahme berechtigt ist.

Die Mehrzahl der seit 1900 ausgeführten Arbeiten will nun diese quantitative Prüfung des Kirchhoffschen Gesetzes vornehmen; alle dazu notwendigen Mittel sind jetzt vorhanden. Ist doch Kirchhoffs Wunsch[2]) in Erfüllung gegangen und die einfache Funktion der Temperatur und der Wellenlänge, die das Emissionsvermögen des schwarzen Körpers darstellt, ermittelt worden, andererseits die experimentelle Herstellung der schwarzen Strahlung von den tiefsten zu den höchsten Temperaturen durch die Arbeiten von Lummer, Wien, Kurlbaum, Pringheim, Paschen ermöglicht.

Von diesen neueren Arbeiten interessieren uns in erster Linie diejenigen, welche die Strahlung der in Flammen erzeugten Dämpfe betrachten[3]). Denn hier läßt sich die wahre, thermische Temperatur streng definieren und ermitteln, was bei den elektrisch erregten Gasen nicht der Fall ist. Leider wird aber, wie Pringsheim[4]) bemerkt, die wahre Temperatur auch dort, wo es möglich ist, fast niemals gleichzeitig gemessen.

Die erste Arbeit rührt von Féry[5]) her. Ihre Hauptbedeutung ist darin zu sehen, daß die bequeme und exakte Methode zur Be-

---

[1]) F. Bauer, l. c. p. 127 (1912).

[2]) G. Kirchhoff, Pogg. Ann. Bd. 109, p. 292 (1860).

[3]) Die Arbeiten, welche die Emission und Absorption elektrisch erregter Gase untersuchen, sollen hier nicht erörtert werden; auch auf diejenigen Arbeiten will ich nicht eingehen, welche sich zwar mit den in der Flamme leuchtenden Gasen beschäftigen, ihrer Methode nach aber nur Aufschluß über den die Emissionszentren schaffenden Vorgang geben könnten; wie z. B. die Arbeiten von Fredenhagen.

[4]) E. Pringsheim, l. c. p. 184 (1913).

[5]) Ch. Féry, „Sur la température des flammes". Compt. rend. t. 137, p. 909 (1903).

stimmung des Quotienten $\frac{E_\lambda}{A_\lambda}$, die auf der Umkehrung der Spektrallinien beruht, für quantitative Messungen ausgebaut wird. Ich will kurz ihr einfaches Prinzip auseinandersetzen; es stammt im Grunde von Kirchhoff selbst: Im Spektrometer betrachte man das kontinuierliche Spektrum eines schwarzen Körpers oder einer Lichtquelle, deren „schwarze Temperaturen" für die in Frage kommenden Wellenlängen bekannt sind. e_λ sei die Intensität derselben innerhalb eines schmalen Spektralstreifens $d\lambda$. Ehe die Strahlen auf den Spektrometerspalt fallen, werden sie durch das zu untersuchende glühende Gas, das an jenem Spektralstreifen das Emissionsvermögen $E\lambda$ und das Absorptionsvermögen $A\lambda$ habe, hindurchgeschickt. Ist das Reflexionsvermögen des Gases zu vernachlässigen, so besitzt nun die Stelle $d\lambda$ die Intensität

$$J\lambda = e_\lambda (1 - A\lambda) + E\lambda .$$

Ist das Gas nicht vorhanden, so herrscht bei $d\lambda$ im Spektrum die Helligkeit e_λ. Der „Spektralstreifen" oder die „Linie" wird also dunkel auf hellem Grund, hell auf dunklem Grund oder gleich hell wie ihre Umgebung erscheinen, je nachdem ob

$$J\lambda < e_\lambda,$$
$$J\lambda > e_\lambda$$
oder $J\lambda = e_\lambda$ ist.

Tritt der letzte Fall ein, so folgt:

$$\frac{E_\lambda}{A_\lambda} = e_\lambda .$$

Somit ist der gesuchte Quotient $\frac{E_\lambda}{A_\lambda}$ ermittelt; aus ihm ergibt sich die „spezifische" oder „Emissionstemperatur" des Gases, welche also gleich der zum Emissionsvermögen e_λ gehörigen Temperatur bezw. „schwarzen Temperatur" der umkehrenden Lichtquelle ist. Letztere ist durch Vergleich mit dem schwarzen Körper oder mit einem geeichten optischen Pyrometer zu bestimmen. — Wie es vielfach in der neueren Literatur zu lesen ist, wird auch in der vorliegenden Arbeit das „Verschwinden" der Spektrallinien auf dem kontinuierlichen Grund als „Umkehr", ferner die oben definierte „spezifische" Temperatur des Gases, insofern sie nach der Umkehrmethode gewonnen ist, als „Umkehrtemperatur" bezeichnet werden.

Féry setzt ohne weiteres voraus, daß die Flammen reine Temperaturstrahler sind. Daher liefert ihm die Umkehrmethode die wahren Temperaturen der verschiedenen Flammen. Die „Umkehr" der D-Linien und der roten Lithiumlinie führt zum gleichen Resultat.

Kurlbaum und Günther Schulze[1]) ermitteln die Temperatur nicht leuchtender, mit Metallsalzen gefärbter Flammen ebenfalls durch die „Umkehr" von Spektrallinien; für verschieden temperierte Flammen finden sie auch verschiedene „Umkehrtemperaturen", andererseits aber ergibt sich bei ein und derselben Flamme eine Abhängigkeit der „Umkehrtemperatur" von der Art des eingeführten Salzes, aus welcher sie auf Lumineszenzvorgänge schließen. Die wahre Flammentemperatur wird nicht gemessen. Aber beim Färben mit verschiedenen Salzen wird festgestellt, daß die Helligkeit und somit auch die Temperatur eines in die Flamme eingeführten Platindrahtes immer die gleiche bleibt. In der Arbeit[2]) wird noch näher auf die Untersuchungen von Kurlbaum und Schulze eingegangen werden.

Im vergangenen Jahre veröffentlichte E. Bauer[3]) die schon zitierte ausführliche Arbeit über seine systematischen und exakten Untersuchungen der Strahlungsvorgänge in der Flamme. Für die Fälle, in denen es nicht möglich ist, die wahre Temperatur zu messen, gibt er folgende indirekte Methode an[4]): „on mesure la température d'émission de plusieurs raies ou bandes au point considéré. Il faut, autant que possible, que ces raies ou bandes appartiennent à des corps différents dont les réactions chimiques ou électriques soient dissemblables. Si les températures d'émission sont toutes égales, le rayonnement est purement thermique, si non il y a luminescence". Um diese Methode durchzuführen, bestimmt Bauer erstens die „Emissionstemperatur" der Flamme im Gebiet der Reststrahlen des Flußspats (25,5 μ) aus dem Emissions- und Absorptions-

---

[1]) F. Kurlbaum und Günther Schulze, Temperatur nichtleuchtender, mit Metallsalzen gefärbter Flammen, Verh. d. Deutsch. phys. Gesellsch. p. 239 (1906).

[2]) s. § 4.

[3]) E. Bauer, Thèses; Paris, Gauthier-Villars, Teil II (1912). Die in dieser Arbeit veröffentlichten Untersuchungen wurden im Jahre 1907 begonnen.

[4]) F. Bauer, l. c. (1912) p. 131.

vermögen der dort befindlichen Wasserdampfbande; ferner im sichtbaren Spektrum für zahlreiche Linien und Banden, welche von den in die Flamme eingeführten Salzen herrühren. Erstere ergibt sich für die Flamme eines Bec Méker zu 1760°, mit einer Genauigkeit von 70°. Die im sichtbaren Teil des Spektrums gemessenen „Umkehrtemperaturen" stimmen für die einzelnen Linien und Banden bis auf etwa 5° überein, wenn auch ihr absoluter Wert nur auf etwa 20—30° genau ermittelt werden kann. Für eine im ganzen gefärbte Flamme erhält Bauer im Mittel 1755°, in bester Übereinstimmung mit der „Emissionstemperatur" im Ultrarot. Recht gute Übereinstimmung zwischen der „Emissionstemperatur" im Gebiet der Reststrahlen und im Sichtbaren findet Bauer auch in den heißeren Flammen, der Wasserstoff-Sauerstoffflamme und der Sauerstoffflamme. Aus diesen Ergebnissen schließt Bauer auf reine Temperaturstrahlung in den untersuchten Zonen der Flamme (mittlere Zone und äußere Verbrennungszone); denn, wenn die Emission ein Vorgang von Chemielumineszenz wäre, so würde sich ein Einfluß auf die „Emissionstemperatur" der einzelnen Linien und Banden, die ja unter so vollkommen verschiedenen Bedingungen emittiert werden, zeigen.

Pringsheim[1]) macht diesen Schluß nicht unbedingt mit; vielmehr weist er an Hand des Planckschen Strahlungsgesetzes nach, daß auch bei Lumineszenzvorgängen der Quotient $\frac{E\lambda}{A\lambda} = e_{\lambda, T_1}$ sich von einer Spektrallinie zur anderen in der gleichen Weise mit der Wellenlänge ändern kann, wie das Emissionsvermögen des schwarzen Körpers von der Temperatur T_1. Die „Emissionstemperatur" kann also durch das ganze Spektrum hindurch konstant sein, ohne mit der thermisch bestimmten Temperatur T übereinzustimmen[2]). Diese aber wird von Bauer niemals gleichzeitig gemessen. H. Schmidt löst diese Aufgabe nach einer

[1]) E. Pringsheim, l. c. p. 186—188 (1913).

[2]) Bei dem Beweise wird in dem Planckschen Ausdruck für die mittlere Strahlungsenergie eines Resonators $U = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}$ statt der Temperaturfunktion $k \cdot T$, welche lediglich von der mittleren kinetischen Energie des Gases abhängt, eine Funktion f (i) eingeführt, wo i die Intensität des die Lumineszenz erregenden Impulses ist. Die Form von U bleibt ungeändert, wenn f (i) nur von der „Lumineszenztemperatur" T_1 abhängt und $= k \cdot T_1$ gesetzt werden kann.

Methode, welche von der Strahlung der in der Flamme glühenden Gase gänzlich unabhängig ist[1]). Seine Untersuchungen fallen in dieselbe Zeit wie die Bauerschen Messungen. In den einzelnen Zonen der Flamme des Bec Méker erhält er Temperaturen, die um 50° tiefer sind als die von Bauer ermittelten „Emissionstemperaturen" der gleichen Flammenteile. Bauer bringt an diesen Werten eine Korrektion von 30° an[2]). Die noch bleibende Abweichung liegt eigentlich schon innerhalb der Fehlergrenzen, kann aber auch aus der Verschiedenheit der untersuchten Flammen resultieren. Schmidt mißt ferner an derselben Flamme die „Emissionstemperatur" der Kohlensäurebanden ($\lambda = 2{,}73\ \mu$ und $\lambda = 4{,}4\ \mu$) und erhält einen Wert, der von der wahren Flammentemperatur um nur 30° abweicht. Er schließt hieraus[3]), „daß Lumineszenz und Temperaturstrahlung sich in ein gewisses Gleichgewicht setzen, so daß wir mit der resultierenden Energie angenähert wie mit reiner Temperaturstrahlung operieren können". Die Schmidtschen Versuche sind also die ersten, welche zu einem eindeutigen Schluß führen. Jedoch beziehen sie sich nur auf ein Bandenspektrum, welches ja seit Paschen allgemein auf Temperaturstrahlung zurückgeführt wird.

Mit gleicher Strenge löst Gibson[4]) für eine im Sichtbaren liegende Spektrallinie die Frage nach dem Vorgange, der die schwingungsfähigen Gebilde anregt. Thallium, das durch Destillation von Oxyden gereinigt ist, wird in einem evakuierten Quarzröhrchen in den geheizten schwarzen Körper gebracht. Beim Hereinschieben zeigt sich die umgekehrte Thalliumlinie. Sobald sich aber Temperaturgleichgewicht hergestellt hat, verschwindet die Linie auf dem vom schwarzen Körper emittierten kontinuierlichen Spektrum; hier sind also die „Umkehrtemperatur" und die wahre Temperatur gleich, denn beide sind

---

[1]) Hans Schmidt, Prüfung d. Strahlungsges. d. Bunsenflamme, Inaug.-Diss. Berlin 1909; s. a. Ann. d. Phys. Bd. 29, p. 1027 (1909).

[2]) Diese Korrektion ist nach Bauer zufolge der Abweichung des Platins vom Lambertschen Gesetz anzubringen. Wie Schmidt angibt, ist aber diese Abweichung so gering, daß sie vernachlässigt werden kann (nach Untersuchungen von W. Möller, Ann. d. Phys. 24, p. 266 [1885]).

[3]) H. Schmidt, l. c. p. 60 (1909).

[4]) G. E. Gibson, Über eine monochromatische Temperaturstrahlung des Thalliumdampfes, Phys. Zeitschr. 12, II, p. 145—148 (1911); s. a. Inaug.-Diss. Breslau, 1911.

gleich der Temperatur des schwarzen Körpers. Es ist also wiesen, daß die Emission des grünen Thalliumdampfes hier den Gesetzen der reinen Temperaturstrahlung gehorcht. Ob in diesem Falle die schwingungsfähigen Elektronen durch bloße Temperaturerhöhung geschaffen werden, ist, wie Gibson selbst sagt, noch nicht zu entscheiden. Übrigens folgt auch daraus, daß ein glühendes Gas eine im Sichtbaren liegende Spektrallinie lediglich auf Kosten von Wärmeenergie emittieren kann, noch nicht, daß der Vorgang in den gefärbten Flammen der gleiche sein muß, vor allem, wenn man auch kältere Flammen betrachtet, bei denen vielleicht der Einfluß der Temperatur hinter chemischen Vorgängen zurücktritt.

Die vorliegende Arbeit führte ich auf Anregung von Herrn Geheimrat Lummer und Herrn Professor Pringsheim aus; es wurde mir die Aufgabe gestellt, die Strahlung der in Flammen leuchtenden Metalldämpfe, speziell auch in möglichst niedrig temperierten Flammen, zu untersuchen.

Das Problem der Entstehung der emittierenden Zentren wird in der Arbeit nicht behandelt werden. Dagegen werden zur Lösung der Frage, ob die Erregung der Schwingungen lediglich auf Kosten von Wärmeenergie stattfindet, gleichzeitig die wahre Temperatur und die „Umkehrtemperatur" des Dampfes mit der größten Genauigkeit, die die heutigen Mittel der Strahlungsmessung erreichen lassen, bestimmt und miteinander verglichen werden. Die wahre Flammentemperatur wird in möglichst großen Intervallen variiert werden.

Diese absoluten Messungen sollen in Teil II der Arbeit beschrieben werden, ebenso die für sie erforderlichen vorbereitenden Untersuchungen; aus den letzteren ergibt sich die Genauigkeit, mit der sich die absoluten Messungen ausführen ließen.

Da der Vergleich der wahren Flammen- und der „Umkehrtemperatur" überhaupt nur dann einen Sinn hat, wenn die letztere von allen äußeren Versuchsbedingungen unabhängig ist, so ließ ich den absoluten Temperaturbestimmungen einige relative Messungen vorangehen, bei denen der Einfluß der Spektrometerspaltbreite, der Dispersion, der Menge und der Art des in die Flamme eingeführten Salzes auf die „Umkehrtemperatur" untersucht wurde. Diese relativen Messungen werden in Teil I der Arbeit besprochen.

Teil I.

Relative Messungen.

§ 1.

Vorbereitende Untersuchungen für die Umkehrmessungen.

a. Versuchsanordnung.

Will man nur qualitativ fesstellen, in welcher Weise die Einstellung auf Verschwinden der betrachteten Spektrallinie von irgend welchen Einflüssen abhängt, so genügt es, die Änderungen in der Helligkeit der „umkehrenden" Lichtquelle zu ermitteln. Als solche wurden in der vorliegenden Arbeit durchweg Nernstfäden benützt. Man brennt diese mit konstanter, am besten voller Stromstärke und schwächt ihr Licht durch irgend eine Vorrichtung, etwa durch Nicolsche Prismen, soweit, bis die betrachtete Linie auf dem kontinuierlichen Grund verschwindet. Aus der Nicoldrehung entnimmt man die Helligkeitsänderung, durch die im gegebenen Fall die „Umkehr" bewirkt wird, und stellt hierdurch zugleich eventuelle Änderungen in der „Umkehrtemperatur" fest. Diese Methode wurde bei einem Teil der relativen Messungen angewendet; an den betreffenden Stellen wird darauf hingewiesen werden.

Bei den übrigen Messungen wurde die gleiche Versuchsanordnung benützt, die auch zur quantitativen Bestimmung der „Umkehrtemperatur" im zweiten Teil der Arbeit dient; sie stammt von Kurlbaum und G. Schulze[1]) und gelangte in der vorliegenden Arbeit mit einigen Änderungen zur Verwendung. Der horizontal hängende Nernstfaden N wird, wie in Fig. 1[2]) zu sehen ist, durch die Linse L_1 verkleinert in die Mitte des Flammenquerschnitts F abgebildet. Als Brenner wird bei der Mehrzahl der Messungen der von E. Bauer und von H. Schmidt in den zitierten Arbeiten (s. S. 7 u. 9) untersuchte Bec Méker

---

[1]) F. Kurlbaum und G. Schulze, Verh. d. Deutsch. Phys. Gesellsch p. 239 (1906).

[2]) Der untere Teil der Figur wird erst im zweiten Teil der Arbeit beschrieben werden.

mit rechteckiger Ausströmungsöffnung (2 × 5 cm) verwendet. Flamme und Bild werden durch die Linse L_2 auf den Spektrometerspalt projiziert. Die Beobachtungen im Spektrometer wurden meist mit einem Geradsichtsprisma ausgeführt. Unmittelbar vor der Flamme ist eine Blende B angebracht; ihre Öffnung muß so gewählt sein, daß nur Strahlen aus solchen Flammenorten, durch welche das Nernstfadenlicht hindurch gegangen ist, zum Spektrometer gelangen können. Bei meinen Versuchen betrug sie meist nur 1 qmm[1]). Bisweilen wird auch die erste Abbildung fortgelassen und der Nernstfaden unmittelbar vor der Flamme, bei N_1, aufgestellt.

Bei dieser Anordnung werden die Helligkeitsänderungen des Nernstfadens durch Variieren des Heizstromes bewirkt. Solange die Einstellungen an ein und derselben Spektrallinie ausgeführt werden, geht aus einer Änderung der Helligkeit, bezw. des Heizstromes des „umkehrenden" Nernstfadens eine Änderung der „Umkehrtemperatur" hervor. Beim Vergleich der „Umkehrtemperaturen" verschiedener Spektrallinien ist aber der bekannten Selektivität der Nernstfäden, auch im sichtbaren Gebiet des Spektrums, Rechnung zu tragen und daher eine Eichung der Fäden als „schwarze Körper" für alle in Frage kommenden Wellenlängen erforderlich.

b. Eichung der Nernstfäden mit schwarzem Körper und rotierendem Sektor.

Die Eichung der Nernstfäden erfolgte nach der spektralphotometrischen Methode von Kurlbaum und G. Schulze[2]), nach welcher schmale Spektralbezirke der Fäden mit den entsprechenden des schwarzen Körpers verglichen werden. Sowohl für diese Art der Eichung, wie auch für die Bestimmung der „Umkehrtemperatur" eignen sich besonders gut die sog. von der Allgemeinen Elektrizitätsgesellschaft gelieferten „Nernststäbe". Das sind freihängende gerade Fäden, welche ohne Vorwärmer brennen, sich daher sehr sauber abbilden lassen, außerdem die bei der Eichung wie bei den Messungen erforderlichen dauernden Stromänderungen vertragen, was bei Fäden mit Vorwärmern nicht der Fall ist.

---

[1]) Man muß darauf achten, daß nicht die Blende, sondern immer das Nernstfadenbild durch die Linse L_2 abgebildet wird.

[2]) F. Kurlbaum und G. Schulze, Verh. d. Deutsch. Phys. Gesellsch. 5, p. 427 (1903).

Ein solcher freihängender Faden N wird, wie in Fig. 2a zu sehen ist, verkleinert auf den Spektrometerspalt abgebildet; dicht[1]) hinter ihm wird der schwarze Körper K aufgestellt, und zwar gelangte ein nach dem Lummer-Kurlbaumschen Prinzip konstruierter Körper[2]) zur Verwendung. Bei einer bestimmten Temperatur desselben, die durch das Thermoelement im Innern des Körpers angezeigt wird, reguliert man die Heizstromstärke J des Nernstfadens solange, bis für eine bestimmte Wellenlänge die Grenzkante zwischen den Spektren der beiden Lichtquellen verschwindet. Die Temperatur des schwarzen Körpers ist dann die zum Strome J gehörige schwarze Temperatur $T\lambda$ des Nernstfadens für die Wellenlänge λ. Diese Messungen sind nun für verschiedene Wellenlängen und für verschiedene Temperaturen des schwarzen Körpers vorzunehmen. Ich habe sie bei einigen Fäden an sieben, bei anderen an fünf verschiedenen Stellen im Spektrum ausgeführt und jedesmal durch einen Okularspalt einen möglichst engen Spektralbezirk ausgeblendet (an den D-Linien war er etwa doppelt so breit wie der Abstand derselben). Vorversuche ergaben die Unabhängigkeit der Einstellungen von der Spaltbreite und Dispersion, von dem Abstand zwischen schwarzem Körper und Nernstfaden, schließlich von der Abbildung beider auf den Spektrometerspalt. Ein vor dem Nernstfaden angebrachtes Diaphragma ist gleichfalls ohne Einfluß. Dagegen muß darauf geachtet werden, daß immer dieselbe Stelle, am besten die Mitte des Nernstfadens, auf den Spalt abgebildet wird. Die Stromstärke ist ein einwandfreies Maß für die Helligkeit bezw. schwarze Temperatur des Nernstfadens; hat man den Faden vor der Eichung mit voller Belastung[3]) abgebrannt, so bleibt seine schwarze Temperatur durch Monate hindurch bei täglichem Gebrauch völlig unverändert.

Da der Lummer-Kurlbaumsche schwarze Körper nur bis etwa 1700° absolut geheizt werden kann, und die Nernstfäden für die in der Arbeit auszuführenden Messungen bis ungefähr 2200° absolut geeicht werden mußten, so habe ich den direkten Vergleich mit dem schwarzen Körper nur an zwei Punkten,

---

[1]) Der Abstand muß jedoch so groß gewählt werden, daß keine Erwärmung des Nernstfadens eintritt, wovon ich mich bei Vorversuchen überzeugte.

[2]) O. Lummer und F. Kurlbaum, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 17, p. 106—111 (1898).

[3]) Bei den hier benützten Fäden beträgt dieselbe 1,3 Amp.

ungefähr bei 1570° und bei 1630° absolut, vorgenommen und von da an aufwärts das von Kurlbaum und Schulze angegebene Verfahren für die Eichung bei hohen Temperaturen benützt[1]). Die Versuchsanordnung ist durch Fig. 2b gegeben. Der mit dem schwarzen Körper an ein oder zwei Punkten geeichte Nernstfaden N_1 wird durch die Linse L_1 in natürlicher Größe an den Ort eines zweiten ungeeichten Nernstfadens N_2 abgebildet. Beide Fäden werden durch die Linse L_2 auf den Spektrometerspalt projiziert. Die Fäden sind so justiert, daß ihre Spektren sich zum Teil überdecken. Bei R ist der Lummer-Brodhunsche rotierende Sektor[2]) aufgestellt. N_1 wird nun mit einer Stromstärke $\bar{J}$ gebrannt, für die durch Eichung mit dem schwarzen Körper die schwarze Temperatur $\bar{T}\lambda$ bekannt ist. Die Stromstärke von N_2 wird so reguliert, daß bei ruhendem Sektor an der Wellenlänge λ die Grenzkante zwischen den beiden Spektren verschwindet. Läßt man nun den Sektor mit bestimmtem Öffnungswinkel rotieren, so erscheint N_1 dunkler als N_2. Durch Erhöhung des Fadenstromes von $\bar{J}$ auf J wird wiederum gleiche Helligkeit hergestellt. Die zum Lampenstrom J gehörige schwarze Temperatur T_λ berechnet man mit Hilfe der bekannten Lichtschwächung durch den Sektor nach der Wienschen Gleichung in der Form

$$\lg S = \frac{c_2 \lg e}{\lambda}\left(\frac{1}{\bar{T}\lambda} - \frac{1}{T\lambda}\right),$$

wo

$$S = \frac{\text{Helligkeit des Fadens bei der Temperatur } T\lambda,}{\text{Helligkeit des Fadens bei der Temperatur } \bar{T}\lambda.}$$

Für die Konstante c_2 wurde zunächst durchweg der Lummer-Pringsheimsche Wert 14600 eingeführt[3]).

Je kleiner die Öffnung des Sektors gemacht wird, zu umso höheren Temperaturen $T\lambda$ gelangt man. Um S mit genügender Genauigkeit in die Rechnung einführen zu können, muß aber jede der beiden Sektoröffnungen mindestens 5° betragen. Von der niedrigen Temperatur $\bar{T}\lambda$ ausgehend, konnte man daher noch nicht zu genügend hohen Temperaturen $T\lambda$ gelangen.

---

[1]) F. Kurlbaum und G. Schulze l. c. p. 430 (1903).

[2]) O. Lummer u. E. Brodhun, Zeitschr. f. Instrumentenkunde, 16, p. 299—307 (1896). E. Brodhun, Zeitschr. f. Instrumentenkunde, 17, p. 10—14 (1897).

[3]) O. Lummer und E. Pringsheim, Verh. d. Deutsch. Phys. Gesellsch. 3, p. 42 (1901).

Es mußte also noch bei einer höheren Temperatur, für die jetzt die Stromstärke von N_1 bereits durch die Eichung mit dem Sektor ermittelt war, auf gleiche Helligkeit von N_2 und N_1 eingestellt und nun diese Temperatur für die weitere Eichung als Ausgangspunkt benützt werden.

In Tab. 1 habe ich die Resultate einer solchen Eichung an 7 verschiedenen Wellenlängen zusammengestellt. Es ist:

λ die Wellenlänge in μ,

$\overline{T}\lambda$ die Ausgangstemperatur (abs.), bei der N_1 und N_2 gleich hell sind,

$T\lambda$ die berechnete schwarze Temperatur (abs.) bei der Sektoröffnung φ und dem Lampenstrom J,

J der aus 6—8 Einstellungen berechnete Mittelwert des Lampenstromes in Milliamp.,

$\pm \Delta J$ die mittlere Abweichung einer Einstellung vom Mittelwert J in Milliamp.

Fig. 3 zeigt eine der 7, nach dieser Tabelle konstruierten Eichkurven (sog. „Temperatur-Stromkurve"), für $\lambda = 0{,}589\,\mu$, in welcher die berechneten $T\lambda$ als Ordinaten, die zugehörigen Stromstärken J als Abszissen eingetragen sind. Auch die bei der Eichung mit dem schwarzen Körper erhaltenen Punkte sind in die Kurve aufgenommen. Aus ihr ersieht man zugleich die den mittleren Abweichungen $\pm \Delta J$ entsprechenden Temperaturänderungen.[1])

Die für verschiedene Fäden erhaltenen Kurven sind untereinander sehr ähnlich.

Der Gesamtfehler, der der Bestimmung der $T\lambda$ anhaftet, resultiert

1. aus der Ungenauigkeit des Photometrierens, welche sowohl bei der Bestimmung der $\overline{T}\lambda$ durch Vergleich mit dem schwarzen Körper, wie bei der Einstellung auf gleiche Helligkeit von N_1 und N_2, ohne und mit Sektor, in Betracht kommt,
2. aus einer Ungenauigkeit bei der Bestimmung der Lichtschwächung durch den Sektor. Wird S auf 1 % genau bestimmt und die Genauigkeit des Photo-

[1]) Die Energieverteilung im Spektrum der Nernstfäden, die aus den „Temperatur-Stromkurven" für die verschiedenen Wellenlängen zu ermitteln ist, soll erst später (§ 6b) diskutiert werden.

netrierens aus den Abweichungen ΔJ (vergl. Tab. 1) ermittelt, so beläuft sich der Fehler von T_λ bei den höchsten Temperaturen, welche gebraucht werden (2100° abs.), auf 11°; jedoch schmiegen sich die gemessenen Punkte der Eichkurve im allgemeinen besser an. Bei tieferen Temperaturen ist auch der berechnete Fehler geringer.

Steht, wie bei der an zweiter Stelle beschriebenen Versuchsanordnung für die Umkehrmessungen, der Nernstfaden direkt hinter der Flamme (s. S. 12), so liefert die „Temperatur-Stromkurve" des Fadens unmittelbar die „Umkehrtemperatur", die zu der beim Verschwinden der Spektrallinie abgelesenen Stromstärke gehört.

§ 2.

Abhängigkeit der „Umkehrtemperatur" von der Spektrometerspaltbreite und der Dispersion.

Im allgemeinen führte ich die Einstellungen auf Verschwinden der Linien mit einem möglichst engen Spektrometerspalt, von etwa 0,03 mm Breite, aus. Bei lichtschwachen Linien (K-Linien, Rb-Linien) mußte jedoch mit Spaltbreiten bis 0,1 mm gearbeitet werden. Ich bestimmte daher zunächst die „Umkehrtemperatur" für ein und dieselbe lichtstarke Linie bei Spaltbreiten, die zwischen 0,03 und 0,1 mm variierten, und fand eine Übereinstimmung der Werte bis auf 6°. In dem angegebenen Intervall ist also die „Umkehrtemperatur" von der Spaltbreite unabhängig.

Um den Einfluß der Dispersion auf die „Umkehrtemperatur" zu ermitteln, wurden die Einstellungen auf Verschwinden der D-Linien im Spektrometer mit 2 verschiedenen Prismen in der Minimumstellung und einem Plangitter in der zweiten Ordnung, außerdem mit einem Rowlandschen Konkavgitter in der 1. und 2. Ordnung ausgeführt. Als Maß für die Dispersion im Gebiet der D-Linien habe ich durch Einstellung des Spektrometerfernrohres auf die Na-Linien ($\lambda = 589{,}6$ $\mu\mu$) und die gelbe Hg-Linie ($\lambda = 576{,}9$ $\mu\mu$) die Größe $\frac{\Delta\alpha}{\Delta\lambda}$ in $\frac{\text{Winkelminuten}}{\mu\mu}$, d. h. also den Dispersionswinkel pro $\mu\mu$, bestimmt (s. Tab. 2). Für das Konkavgitter erhielt ich den Wert von $\frac{\Delta\alpha}{\Delta\lambda}$ aus dem Ab-

stand der D-Linien auf einer photographischen Platte und dem Gitterradius.

Bei den Beobachtungen mit den beiden Prismen und dem Plangitter wurde aus der Nicol-Drehung die Helligkeit E der umkehrenden Lichtquelle ermittelt, bei welcher die Linien auf dem kontinuierlichen Grund verschwinden (s. S. 11). Die Stromstärke des Nernstfadens wurde während einer Messungsreihe möglichst konstant gehalten, die ihr entsprechende Helligkeit bei Parallelstellung der Nicolschen Prismen = 1 gesetzt. An verschiedenen Tagen variierte jedoch die Stromstärke und somit auch die Einheit der Helligkeit. In Tab. 2 sind die Werte von E, die sich bei verschiedener Dispersion ergaben, zusammengestellt; zwar sind es die Resultate von drei Messungsreihen, bei denen also die Einheit der Helligkeit verschieden war. Es ist:

E die Helligkeit der umkehrenden Lichtquelle beim Verschwinden der Linien (Mittelwert aus 5—10 Einstellungen),

$\pm \Delta E$ die mittlere Abweichung der einzelnen Einstellungen vom Mittelwert E.

Innerhalb einer Messungsreihe beträgt der größte Unterschied zwischen den bei verschiedener Dispersion gefundenen Werten von E nicht mehr als 5 %. Dem entspricht bei 2000° abs. eine Temperaturdifferenz von 8°.

Bei den Beobachtungen am Gitter wurde die Stromstärke, bei welcher das Verschwinden der D-Linien in 1. und 2. Ordnung eintrat, ermittelt. Die Helligkeit der für diese Versuche im ganzen gefärbten Flamme wurde gleichzeitig im König-Martensschen Spektralphotometer bestimmt und auf 5 % konstant gehalten. In unmittelbarem Anschluß an diese Messungen wurde auch, bei gleicher Flammenhelligkeit, im Spektrometer mit dem Geradsichtsprisma auf Verschwinden der Linien eingestellt. Tab. 3 enthält die Resultate. Es ist:

J die Stromstärke des Nernstfadens beim Verschwinden der Linien in Milliamp. (Mittel aus 10—12 Einstellungen),

$\pm \Delta J$ die mittlere Abweichung einer Einstellung vom Mittelwert in Milliamp.,

$\pm \Delta T$ die der Stromabweichung ΔJ entsprechende Temperaturdifferenz.

Die Stromstärken des Nernstfadens, bei denen die Linien „umgekehrt“ sind, weichen also höchstens um 6 Milliamp. von einander ab; dem entspricht nach den Eichkurven der Nernstfäden eine Temperaturdifferenz von 6 °, die vollkommen innerhalb der Versuchsfehler liegt.

Innerhalb weiter Grenzen ist somit experimentell die Unabhängigkeit der „Umkehrtemperatur“ von der Dispersion nachgewiesen.

Zu dem gleichen Resultat führt die folgende Überlegung; es seien: $e(\lambda)$ die Intensität der „umkehrenden“ Lichtquelle (Nernstfaden), $E(\lambda)$ und $A(\lambda)$ das Emissions- bezw. Absorptionsvermögen des Dampfes an der betrachteten Spektrallinie.

Die Spektrallinie, oder besser gesagt, der Spektralstreifen, habe die Breite $\lambda_2 - \lambda_1$. Bei einer bestimmten Dispersion nehme er das Gebiet S ein, welches im kontinuierlichen Spektrum des Nernstfadens die Wellenlängen λ_1 und λ_r als Grenzen haben soll. $e(\lambda)$ sei konstant im Bereiche $\lambda_r - \lambda_1$.

Das Verschwinden der Linien tritt ein, wenn:

$$\frac{1}{S}\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E(\lambda)\,d\lambda + \frac{1}{S}\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} e(\lambda)\,(1 - A(\lambda))\,d\lambda + \frac{1}{S}\int_{\lambda_1}^{\lambda_1} e(\lambda)\,d\lambda +$$

$$\frac{1}{S}\int_{\lambda_2}^{\lambda_r} e(\lambda)\,d\lambda = \frac{1}{S}\int_{\lambda_1}^{\lambda_r} e(\lambda)\,d\lambda\,;$$

da $e(\lambda) = \text{const.} = e$, so folgt:

$$\frac{1}{S}\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E(\lambda)\,d\lambda - \frac{e}{S}\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} A(\lambda)\,d\lambda + \frac{e}{S}\left[\lambda_2 - \lambda_1 + \lambda_1 - \lambda_1 + \lambda_r - \lambda_2\right]$$

$$= e\,\frac{\lambda_r - \lambda_1}{S}$$

$$\frac{1}{S}\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E(\lambda)\,d\lambda - \frac{e}{S}\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} A(\lambda)\,d\lambda + e\,\frac{\lambda_r - \lambda_1}{S} = e\,\frac{\lambda_r - \lambda_1}{S}$$

Hieraus ergibt sich:

$$e = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E(\lambda)\, d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} A(\lambda)\, d\lambda},$$

also unabhängig von der Dispersion (S, λ_r, λ_1).

§ 3.

Abhängigkeit der „Umkehrtemperatur" von der Dampfdichte (Zahl der emittierenden Zentren).

Zu diesen Untersuchungen diente eine im ganzen gefärbte Flamme, welcher durch elektrolytische Zerstäubung Salzlösungen von verschieden starker Konzentration zugeführt werden konnten. Von dem eigentlichen Bec Méker wird für diese Flamme nur der obere Aufsatz verwendet, der der Flamme die rechteckige Gestalt verleiht. Der untere Teil des Brenners ist aus schwer schmelzbarem Glas hergestellt und kugelförmig erweitert, um die Salzlösung und die Platinelektroden für die elektrolytische Zerstäubung aufnehmen zu können. Die Flüssigkeit reicht etwa bis in die Hälfte des Gefäßes, das eine Höhe von 6 cm, einen Durchmesser von 7 cm hat. In der oberen Hälfte desselben sind einige sehr große Löcher zum Ansaugen der Außenluft angebracht. Das Leuchtgas strömt durch eine Glasspitze ein, welche von unten her in das Gefäß ragt und in der Höhe verstellbar ist. Auf das Glasgefäß, das sich nach oben zu zylindrisch fortsetzt, wird nun der Metallaufsatz des Mékerbrenners aufgesetzt. Die Höhe der Glasspitze, ihre Öffnung, die Gaszufuhr und die von diesen drei Dingen abhängige Luftzufuhr können so reguliert werden, daß der Innenkegel der Flamme sich in derselben Weise wie bei dem eigentlichen Bec Méker flach auf den Nickelrost aufsetzt. Da der Querschnitt der Salzlösung und die Platinelektroden eine recht beträchtliche Größe haben, so können sehr starke und auch ziemlich konstante Flammenfärbungen erzielt werden. Ein Nachteil des Glasbrenners zeigt sich darin, daß die nach

den Untersuchungen von E. Bauer und H. Schmidt[1]) für die Flamme des Mékerbrenners charakteristische Temperaturverteilung ganz besonders stark ausgeprägt ist. Die Differenz zwischen dem Temperaturminimum in der Mitte der Flamme und dem Maximum im Flammensaum[2]) beträgt etwa 150°; bei Bauer ist diese Differenz im übrigen ebenso groß, bei Schmidt beträgt sie sogar 200°. Der von mir im allgemeinen benützte Metallbrenner[3]) hat dagegen eine bedeutend homogenere Flamme; bei ihr beläuft sich die Differenz zwischen Maximum und Minimum nur auf 75°[4]).

Bei einer im ganzen gefärbten Flamme, die in der Mitte ein stark ausgeprägtes Minimum aufweist, hängt, wie E. Bauer in der zitierten Arbeit betont, der Wert der „Umkehrtemperatur" davon ab, ob die längere (5 cm) oder die kürzere (2 cm) Seite des Brenners parallel zum Strahlengang verläuft. Im ersteren Falle ist nämlich die mittlere kühle Flammenzone etwa doppelt so lang als im zweiten Falle; bei den vorliegenden Messungen stand die kürzere Seite des Flammenquerschnitts parallel zum Strahlengang.

In einigen Vorversuchen stellte ich die Helligkeit der umkehrenden Lichtquelle fest, bei welcher die D-Linien auf dem kontinuierlichen Grund verschwinden; die Dampfdichte wurde dadurch variiert, daß der Flamme Salzlösungen von verschiedener Konzentration, und zwar 1—20 %ige Kochsalz- oder Sodalösungen zugeführt wurden; bisweilen wurde auch bei konstanter Konzentration nur der Strom, der die elektrolytische Zerstäubung bewirkt, variiert. Die Unterschiede in der „Umkehrhelligkeit" bei verschieden starker Konzentration oder Zerstäubung betrugen nie mehr als die mittleren Abweichungen bei ein und derselben Konzentration; die größte Differenz belief sich auf 8 % Helligkeit; dem entsprechen 13° Temperaturunterschied; im allgemeinen ergeben sich bedeutend geringere Differenzen.

---

[1]) E. Bauer, Théses p. 157 (1912), s. a. Le Radium VI p. 6 (1909). — H. Schmidt, l, c. p. 32 (1909).

[2]) Vgl. S. 28 u. S. 55, 56.

[3]) Der Brenner ist von der Firma Dujardin in Düsseldorf bezogen und hat eine rechteckige Ausströmungsöffnung von 2 × 5 cm.

[4]) Auf diesen Punkt werde ich später noch näher eingehen, s. S. 56.

Nach verschiedenen experimentellen Untersuchungen, besonders von G. L. Gouy[1]), ist aber weder die Konzentration der Lösung, noch die von dem Leuchtgas-Luftgemisch in die Flamme eingeführte Salzmenge ein direktes Maß für die Dichte des emittierenden Dampfes, d. h. für die Zahl der absorbierenden und emittierenden Zentren. Letztere wird vielmehr nach den theoretischen Untersuchungen von R. Ladenburg und F. Reiche[2]) durch die „Gesamthelligkeit" der von der Flamme emittierten Spektrallinie gemessen, welche[3]) „bei geringer Zahl der emittierenden Zentren dieser Zahl proportional, bei großer Anzahl der emittierenden Zentren der Wurzel aus dieser Anzahl proportional ist".

Um also in exakter Weise die Grenzen des Intervalles angeben zu können, innerhalb dessen der Einfluß der Dampfdichte auf die „Umkehrtemperatur" untersucht wurde, mußten gleichzeitig die „Umkehrtemperatur" und die Helligkeit der verschieden stark gefärbten Flamme gemessen werden. Der Glasbrenner wurde bei Beginn einer Messungsreihe mit konzentrierter Sodalösung gefüllt, die allmählich mehr und mehr verdünnt wurde, ohne daß die Flamme ausgelöscht zu werden brauchte. Auch durch Verringerung des anfangs sehr starken Stromes zur elektrolytischen Zerstäubung konnte eine Abnahme der Dampfdichte bewirkt werden. In dieser Weise vermochte ich die Helligkeit der Flamme im Verhältnis von 80 : 1 zu variieren, die Zahl der leuchtenden Teilchen also im Verhältnis von 2000 : 1[4]). Die Helligkeit wurde vor und nach jeder Einstellung auf Verschwinden der Linien im König-Martenschen Spektralphotometer gemessen, welches senkrecht zum Strahlengang des Nernstfadens aufgestellt war. Selbstverständlich wurde der Brenner vor der Helligkeitsmessung um 90° gedreht, sodaß bei beiden Beobachtungen gleich dicke Dampf-

[1]) G. L. Gouy, Recherches photométriques sur les flammes colorées, Ann. de chimie et physique (5) 18 p. 5—101 (1879).

[2]) R. Ladenburg u. F. Reiche, „Über selektive Absorption". Sitzungsbericht d. Schles. Gesellsch. f. vaterl. Kultur (1912). s. a. Ann. d. Phys. Bd. 42, p. 181—209 (1913).

[3]) Dabei wird angenommen, daß die Dämpfung konstant ist.

[4]) Dieses Verhältnis ist nach den Angaben in der zitierten Arbeit von Ladenburg und Reiche ermittelt, wobei angenommen wird, daß bei den hier beobachteten Dampfdichten die Zahl der Zentren anfangs dem Quadrat der Helligkeit, später der Helligkeit selbst proportional war.

schichten (2 cm) in Wirksamkeit traten. In Tab. 4 sind die Ergebnisse zusammengestellt. In der ersten Kolumne ist die Beschaffenheit der Linien angegeben, deren „Breite“ im übrigen von 0,40--2,58 Å (D_V), bezw. 1,79 Å (D_R) variierte[1]).

E ist der Mittelwert der Flammenhelligkeit, aus je fünf Beobachtungen vor und nach der Umkehrmessung gewonnen,

$\pm \Delta E$ die mittlere Abweichung einer Einstellung,

J ist die Stromstärke des Nernstfadens beim Verschwinden der Linien,

$\pm \Delta J$ die mittlere Abweichung einer Einstellung vom Mittelwert J,

$\pm \Delta T$ die entsprechende Temperaturdifferenz.

Der größte Unterschied zwischen den bei verschiedenen Dampfdichten bestimmten „Umkehrtemperaturen“ beträgt also 6° (= 6 Milliamp).

Es ergibt sich somit Unabhängigkeit der „Umkehrtemperatur“ von der Dichte des leuchtenden Dampfes bei einer Variation derselben im Verhältnis von etwa 1 : 2000.

Wesentlich für die Exaktheit der soeben beschriebenen Versuche ist der Umstand, daß mit starker Dispersion und Vergrößerung gearbeitet wurde, so daß, wie in der Tab. 4 vermerkt wurde, Inhomogenitäten, wie z. B. die „Selbstumkehr“, in den bei hoher Dampfdichte stark verbreiteten Linien deutlich zu beobachten waren. In diesem Falle kann man nämlich auf Verschwinden der Linienränder einstellen, für welche also die in der Tab. 4 angegebenen Werte von J gelten. Anderenfalls, d. h. wenn die Linie nicht aufgelöst ist, kann, auch bei reiner Temperaturstrahlung der Mittelwert der „Umkehrtemperatur“ einer im ganzen gefärbten Flamme von der Dampfdichte abhängen, worauf ich im nächsten Paragraphen noch zurückkommen werde. Dieser Fall tritt bei Temperaturinhomogenitäten in der Flamme ein, die praktisch wohl immer vorliegen werden. Ist jedoch die Linie soweit aufgelöst, daß in ihr Inhomogenitäten, wie die „Selbstumkehr“ wahrgenommen und auf Verschwinden der Ränder eingestellt werden kann, so bestimmt man keinen Mittelwert, sondern lediglich die „Um-

[1]) Die „Breiten“ wurden am Konkavgitter mit dem Okularmikrometer auf etwa 3 % genau ausgemessen.

kehrtemperatur“ derjenigen Flammenschicht, welche die breiteste Linie emittiert[1]), also einer Schicht von konstanter, im allgemeinen wohl der höchsten Temperatur, falls nicht gerade die kühlere Dampfschicht bedeutend länger als die heiße ist (vergl. hierzu die Bemerkung auf S. 20). Homogene Linien bei einer im ganzen gefärbten Flamme besagen, daß die von den verschiedenen Flammenzonen emittierten Linien annähernd gleiche Breite haben. In diesem Falle mißt man allerdings auch bei großer Dispersion eine „mittlere Umkehrtemperatur“.

§ 4.

Abhängigkeit der „Umkehrtemperatur“ von der Art des in die Flamme eingeführten Salzes.

In der Einleitung habe ich kurz die Untersuchungen von Kurlbaum und G. Schulze[2]) beschrieben, welche eine Abhängigkeit der „Umkehrtemperatur“ der Flamme von der Art des eingeführten Salzes feststellten. Im einzelnen gelangten sie zu folgenden Resultaten, die auch von E. Bauer diskutiert werden:

1. Für ein und dieselbe Spektrallinie erhält man verschiedene „Umkehrtemperaturen“, wenn verschiedene Salze desselben Metalles in die Flamme eingeführt werden.
2. Für verschiedene Linien, also verschiedene Metalle, ergeben sich auch verschiedene „Umkehrtemperaturen“, und zwar nehmen sie mit abnehmender Wellenlänge der Linie zu.
3. Die „Umkehrtemperatur“ einer bestimmten Spektrallinie wird gesteigert, wenn man noch ein zweites Salz in die Flamme einführt, dessen Linie bei einer höheren Temperatur „umgekehrt“ wird, als die des ursprünglich eingeführten Salzes.

Im Gegensatz hierzu stimmen die „Umkehrtemperaturen“, die E. Bauer[3]) für die verschiedensten Linien und Banden des sichtbaren Spektrums ermittelt, auf 5° überein.

---

[1]) In einem demnächst erscheinenden Artikel d. Verf. „Über die mehrfache Umkehr der Spektrallinien“ wird hierauf näher eingegangen.

[2]) F. Kurlbaum und G. Schulze, „Temperatur nicht leuchtender, mit Metallsalzen gefärbter Flammen“, Verh. d. Deutsch. Phys. Gesellsch. p. 239 (1906).

[3]) E. Bauer, l. c. p. 163 (1912).

Bauer erklärt die Resultate von Kurlbaum und Schulze aus der Temperaturinhomogenität der Flamme, welche bei einer Gesamtfärbung derselben, wie sie die genannten Autoren benützten, eine wesentliche Rolle spielt. Er selbst umgeht diese Schwierigkeit, indem er nur engbegrenzte Zonen der Flamme färbt, außerdem noch einen schmalen Spalt zur Isolierung der aus einem bestimmten Flammenort kommenden Strahlen vor der Flamme anbringt. Auf diese Weise stellt er auch die Verteilung der „Umkehrtemperatur“[1]) in der Flamme fest. Die hiernach berechnete „mittlere Umkehrtemperatur“ ist geringer als die gemessene „mittlere Umkehrtemperatur“ einer im ganzen gefärbten Flamme. Hieraus schließt Bauer auf einen vorherrschenden Einfluß der heißeren Flammenzonen, der umso mehr ins Gewicht fällt, je schwerer das eingeführte Salz „reduziert“ oder „dissoziert“ wird, „weil dann die Konzentration der emittierenden und absorbierenden Teilchen vor allem in den kälteren Flammenzonen immer geringer wird[2]). Die unter 3. angegebene Beobachtung von Kurlbaum und Schulze erklärt Bauer daraus, daß ein Rückgang der Dissoziation eines Salzes eintritt, sobald ein zweites, vom gleichen Radikal, hinzugefügt wird.

Eine von Bauer zusammengestellte Tabelle für die Bildungswärmen der von Kurlbaum und Schulze untersuchten Salze zeigt in der Tat, daß diejenigen Salze schwerer zu reduzieren sind, bei denen die Messungen eine höhere „mittlere Umkehrtemperatur“ ergeben haben.

Die Bauerschen Messungen sind unbedingt einwandfrei. Da aber die Frage nach dem Einfluß des in die Flamme eingeführten Salzes und der von ihm abhängenden chemischen Vorgänge in der Flamme für unser ganzes Problem von der größten Bedeutung ist, so habe ich die diesbezüglichen Untersuchungen noch einmal aufgenommen.

Für die Genauigkeit meiner Beobachtungen war es von Bedeutung, daß die zur Umkehr benützten Nernstfäden an allen in Frage kommenden Wellenlängen sorgfältig als schwarze Körper geeicht waren. Der Nernstfaden stand direkt hinter der Flamme (vergl. Fig. 1), so daß die „Umkehrtemperatur“ unmittelbar aus der „Temperatur-Stromkurve“ abzulesen war.

[1]) E. Bauer, l. c. p. 156 (1912).
[2]) E. Bauer, l. c. p. 159 (1912).

Bei einer ersten Beobachtungsreihe wandte ich die von Bauer beschriebene Methode der Flammenfärbung an. Der Brenner — hier wie bei allen nun folgenden Messungen wurde der Bec Méker aus Metall benützt — stand mit seiner Längskante (5 cm) parallel zum Strahlengang. Legt man in die Mitte des Brennerrostes ein kleines Stückchen des zu untersuchenden Salzes, so entsteht in der Flamme eine farbige Fackel von wenigen Millimetern Durchmesser. Nach oben zu verbreitert sie sich etwas; die Beobachtungen wurden aber schon 0,8 cm über dem Brennerrost ausgeführt. Von vorn und von hinten ist die Fackel von annähernd gleich temperierten ungefärbten Flammenzonen begrenzt; in seitlicher Richtung sind bisweilen Temperaturunterschiede in dem gefärbten Flammenteil vorhanden. Der vor der Flamme angebrachte Spalt isoliert aber die aus einer Zone von etwa 1 mm Breite stammenden Strahlen. Ich befestigte noch etwa 2 mm über dem Mittelpnnkt des Brennerrostes eine kleine Platinschlinge; schwer schmelzbare Salze können nämlich nicht direkt auf den kühleren Brennerrost gelegt werden und wurden daher als Perle in die Platinschlinge eingefüllt[1]). Die Beobachtungen wurden bei geringer Dispersion[2]) ausgeführt, da ein Teil der Linien, die K-Linien und Rb-Linien, sehr lichtschwach waren. Wenn die Einstellung auf „Umkehr" an einer Linie vorgenommen war, wurde noch ein anderes Salz hinzugetan und auf eine etwaige Änderung geachtet.

Tab. 5a zeigt die Resultate dieser Beobachtungen. T ist der Mittelwert, der sich aus 5—6 Einstellungen für die „Umkehrtemperatur" ergibt, $\pm \triangle T$ die mittlere Abweichung einer Einstellung.

Die an den verschiedenen Linien erhaltenen „Umkehrtemperaturen" stimmen bis auf 5° überein; durch die Hinzufügung eines fremden Salzes werden sie nicht im geringsten beeinflußt.

In der Tab. 5a habe ich auch die Stromstärken J des Nernstfadens angegeben, bei welchen die „Umkehr" an verschiedenen Linien eintritt; sie differieren ganz beträchtlich in-

---

[1]) Die Schlinge muß während der ganzen Messungsreihe in der Flamme bleiben, weil sie die Temperatur derselben etwas beeinflußt.

[2]) Mit dem Prisma, für welches $\frac{\triangle \alpha}{\triangle \lambda} = 0{,}40 \frac{\text{min}}{\mu\mu}$, nach Tab. 2.

folge der Selektivität des Fadens. In der Tat sind auch, wenn man alle die beobachteten Linien gleichzeitig erzeugt und z. B. auf Verschwinden der D-Linien einstellt, die Linien größerer Wellenlänge hell auf dunklem Grund, diejenigen kürzerer Wellenlänge dunkel auf hellem Grund zu sehen[1]).

Da nun nach den Bauerschen Messungen und den vorliegenden Untersuchungen einwandfrei erwiesen ist, daß bei sorgfältig begrenzter Flammenfärbung die „Umkehrtemperatur" für alle Flammenlinien konstant ist, so gibt uns die „Umkehrmessung" ein überaus einfaches und exaktes Mittel an die Hand, um einen Glühkörper im Sichtbaren auf seine „Schwärze" hin zu prüfen.

Bei einer zweiten Messungsreihe habe ich untersucht, ob ich bei der Anordnung von Kurlbaum und Schulze deren Resultate wieder erhalten könnte. Anstelle des Bec Méker wurde ein gewöhnlicher Teclu-Brenner in den Strahlengang gebracht, dessen Flamme einen 4—5 cm hohen dunklen Kegel hatte. Die Blende vor der Flamme wurde entfernt, die Färbung durch eine Salzperle erzeugt, und zwar wurde die Perle, wie bei Kurlbaum und Schulze, zwischen den äußeren Saum und den blauen Innenkegel der Flamme eingeführt. Nur bei einer ganz bestimmten Anordnung beobachtete ich ein Ansteigen der „Umkehrtemperatur" mit abnehmender Wellenlänge der Spektrallinie, wenn nämlich die Perle in den dem Nernstfaden zugekehrten Flammenteil eingeführt wurde, und zwar so, daß die Strahlen des umkehrenden Nernstfadens durch den Kegel und somit auch durch die ihn begrenzenden kälteren Flammenzonen hindurchgehen mußten, also erst eine heißere, dann eine kältere Dampfschicht passierten. In diesem Falle stieg auch die „Umkehrtemperatur" an der Li-Linie, wenn noch andere Salze, die Linien von kürzerer Wellenlänge emittieren, in die Flamme eingeführt wurden. An den D-Linien wurde kein Einfluß durch fremde Salze beobachtet. Tab. 5b zeigt die Ergebnisse der Messungen. Es ist wieder T die „Umkehrtemperatur" an einer bestimmten Linie, $\pm \triangle T$ die mittlere Abweichung einer Einstellung vom Mittelwert T.

Falls die Bauersche Deutung[2]) dieser Beobachtungen richtig ist, müßte man, bei Kenntnis der Temperaturverteilung in der

---

[1]) Ein nur für eine Wellenlänge geeichter Nernstfaden würde also zu ganz falschen Resultaten führen.

[2]) Vergl. S. 24.

Flamme, die gefundene Temperaturabhängigkeit aus der Emission und Absorption in den einzelnen Flammenschichten berechnen können. Diese Rechnung habe ich an einem der obigen Versuchsanordnung entsprechenden Beispiel durchgeführt; sie wird demnächst in der Phys. Zeitschr. veröffentlicht werden. Mit Hilfe der dort aufgestellten Beziehungen läßt sich nun vielleicht auch umgekehrt aus der experimentell bestimmten „mittleren Umkehrtemperatur" die Zahl und Verteilung der emittierenden Zentren in der inhomogenen Flamme berechnen, speziell bei dem Nebeneinanderbestehen verschiedener Dämpfe.

Teil II.

Absolute Messungen.

§ 5.

Entwicklung der Methode für die gleichzeitige Bestimmung der wahren Flammentemperatur, mittels eines Meßdrahtes, und der „Umkehrtemperatur".

Nachdem die Unabhängigkeit der „Umkehrtemperatur" von der Versuchsanordnung und den chemischen Vorgängen in der Flamme festgestellt war, konnten die absoluten Messungen, die gleichzeitige Bestimmung der „Umkehrtemperatur" und der wahren Temperatur der Flamme, in Angriff genommen werden. Zur Ermittelung der letzteren erschien zunächst die von H. Schmidt[1]) ausgearbeitete Methode geeignet. Ihr Grundgedanke ist folgender: Führt man in einen Flammenteil von homogener Temperatur ein hinreichend langes Stück eines schwer schmelzbaren Drahtes ein, so wird dem Draht weder durch Konvektion noch durch Leitung Wärme entzogen. Durch Ausstrahlung jedoch wird er und somit auch die ihn umgebenden Flammenteile abgekühlt. Führt man ihm aber durch elektrisches Nachheizen die ausgestrahlte Energie wieder zu, so zeigt er die wahre Flammentemperatur an. Die Methode, nach welcher Schmidt die Größe der zuzuführenden Energie feststellt, wird erst weiter unten auseinandergesetzt werden[2]). Die (schwarze) Drahttemperatur wird mit dem optischen Pyrometer ermittelt.

---

[1]) H. Schmidt, l. c. p. 1—3 (1909).

[2]) s. S. 59.

Wie schon erwähnt wurde (S. 20), wählte Schmidt als besonders geeigneten Brenner für diese Messungen den Bec Méker mit rechteckiger Ausströmungsöffnung. Die Flamme desselben zeigt, nach den Untersuchungen von Bauer und Schmidt, die charakteristische Temperaturverteilung, von der schon mehrfach die Rede war. Nach meinen eigenen Messungen wird die Temperaturverteilung in Richtung der kürzeren Seite des Flammenquerschnittes durch Fig. 4[1]) wiedergegeben. In Richtung der längeren Seite ist die Verteilung ähnlich[2]). Der unnachgeheizte Draht dagegen zeigt die durch Fig. 5 dargestellte Temperaturverteilung: in der Mitte herrscht längs einer größeren Strecke konstante Temperatur, nach den Rändern hin sinkt sie allmählich, während die Flammentemperatur, von der Mitte an betrachtet, erst schwach, dann erheblich steigt.

Der Draht integriert also zufolge der Wärmeleitung über die Inhomogenitäten der Flamme, auch wenn man seinen Querschnitt möglichst gering wählt. Die Schmidtsche Methode liefert daher immer nur einen Mittelwert; von vornherein läßt sich nicht sagen, um wie viel und in welchem Sinne dieser von der wirklichen Temperatur abweicht, welche die Flamme an einer bestimmt definierten Stelle besitzt, an der auch die „Umkehrtemperatur" ermittelt werden soll. Die mit verschieden starken Drähten von H. Schmidt erhaltenen Resultate weisen keine[3]) systematischen Unterschiede auf. Es ist daher anzunehmen, daß jene Abweichung nicht größer ist als die Unterschiede, die sich ohnehin, wohl infolge von reellen Schwankungen der Flammentemperatur, bei den verschiedenen Bestimmungen derselben ergeben; diese Unterschiede betragen allerdings bisweilen 30°. Für die Ermittelung der absoluten Temperatur scheint der Einfluß der Wärmeleitung also unwesentlich zu sein, bei dem in der vorliegenden Arbeit vorzunehmenden Vergleich zwischen der wahren und der „Umkehrtemperatur", welche in einem gegebenen Falle auf 5—10°[4]) genau bestimmt werden konnte, kann er dagegen zu falschen Resultaten führen. Es wurde daher ein anderer Weg eingeschlagen, der sich in

---

[1]) Näheres über die Aufnahme dieser Kurve s. a. S. 55.

[2]) Vergl. Fig. 20 und die auf S. 59 gegebenen Angaben über die Aufnahme der Kurve.

[3]) H. Schmidt, l. c. p. 31 (1909).

[4]) s. S. 42 u. 44.

gewissen Punkten an den Schmidtschen Gedankengang anlehnt, zunächst aber mehr den quantitativen Vergleich der „Umkehrtemperatur“ mit der wahren thermischen Temperatur des Dampfes, als wie die Bestimmung des absoluten Wertes der Flammentemperatur zum Ziel hat.

Ein in die Flamme gelegter unnachgeheizter Draht ist, wie schon erwähnt, infolge der Ausstrahlung kälter als die Flamme und bewirkt deshalb in den ihn umgebenden Flammenzonen ein mehr oder weniger steiles Temperaturgefäll. Unmittelbar am Draht wird, bei stetigem Temperaturübergang, die wenn auch erniedrigte Flammentemperatur gleich der Drahttemperatur sein und wird daher auch durch diese angezeigt. Um zu untersuchen, ob die „Umkehrtemperatur“ mit der wahren thermischen Flammentemperatur identisch ist, hat man also die „Umkehrtemperatur“ unmittelbar am Draht zu messen und mit der gleichzeitig zu ermittelnden Drahttemperatur zu vergleichen. Dies kann, um die Untersuchungen über ein größeres Temperaturgebiet auszudehnen, sowohl bei ungeheiztem, wie bei stufenweise elektrisch geheiztem Draht geschehen. Aus der im folgenden beschriebenen Versuchsanordnung geht hervor, daß man unmittelbar am Draht keine Umkehrmessung ausführen kann. Bestimmt man aber, bei verschiedenen Stromstärken, die „Umkehrtemperatur“ an einem dem Draht möglichst nahe liegenden Flammenpunkt, ferner die Verteilung der „Umkehrtemperatur“ in der weiteren Umgebung des Drahtes, so läßt sich auf den Verlauf der „Umkehrtemperatur“ von jenem möglichst nahen Flammenpunkte bis zum Draht selbst und somit auch auf den Wert der „Umkehrtemperatur“ unmittelbar am Draht schließen. Es sind also folgende Messungen auszuführen:

a. Bei verschiedenen Heizstromstärken ist gleichzeitig die Drahttemperatur und die „Umkehrtemperatur“ an einem dem Drahte benachbarten Punkte der Flamme zu messen.

b. Bei einer Reihe wachsender Drahttemperaturen ist die „Umkehrtemperatur“ als Funktion des Abstandes vom Draht zu bestimmen.

Im besonderen ist zu untersuchen, ob die „Umkehrtemperatur“ bei derjenigen Stromstärke in der Umgebung des Drahtes konstant ist, bei der sie nahe am Draht gleich der Drahttemperatur ist.

Aus diesen letzten Messungen kann man auch, unter Heranziehung einiger weiterer quantitativer Untersuchungen, auf die Temperatur der Flamme ohne Draht schließen. Zum Vergleich wird diese auch nach der Schmidtschen Methode bestimmt werden.

§ 6.

Vorbereitende Untersuchungen für die gleichzeitige Bestimmung der Drahttemperatur und der „Umkehrtemperatur".

Für den Vergleich der Draht- und der „Umkehrtemperatur" ist es von größter Bedeutung, daß der Bestimmung beider die gleiche Temperaturskala zugrunde gelegt wird. Als „Meßdraht" benutzte ich in den meisten Fällen einen Platinrhodiumdraht[1]), da diese Legierung sich nach den Erfahrungen von H. Schmidt[2]) als besonders geeignet erweist für die Erhitzung auf so hohe Temperaturen, wie sie z. B. im Saum der Flamme herrschen. Die Temperaturmessungen des Drahtes wurden mit dem optischen Pyrometer nach Holborn und Kurlbaum[3]) vorgenommen. — Die Ermittelung der „Umkehrtemperatur" basiert, wie in § 1 ausgeführt wurde, auf der Bestimmung der schwarzen Temperatur der umkehrenden Nernstfäden. Um also der Bestimmung der Draht- und der „Umkehrtemperatur" die gleiche Normalskala zugrunde legen zu können, wurden die Nernstfäden nun ebenfalls mit dem Holborn-Kurlbaumschen Pyrometer geeicht. Allerdings wird hierdurch die erste Eichung, mit schwarzem Körper und Sektor (s. § 1), nicht entbehrlich; denn sie vermittelt, wie wir sehen werden, den Übergang von der Wellenlänge des Pyrometers ($\lambda = 0{,}644\ \mu$) zu jeder beliebigen anderen Wellenlänge. Aber eine etwaige Abweichung der durch die erste Methode erhaltenen Temperaturskala von der „Normalskala" des Pyrometers geht in die nach der zweiten Methode gewonnene Eichkurve so gut wie gar nicht ein (vergl. S. 41).

---

[1]) 10proz. Platinrhodium, von der Firma W. C. Heraeus in Hanau bezogen.

[2]) l. c. p. 28.

[3]) L. Holborn und F. Kurlbaum, Drud. Ann. 10, p. 225 (1903); in der vorliegenden Arbeit wurde ein in der Werkstatt des Instituts angefertigtes Instrument benützt, das genau nach den Angaben in der Beschreibung des Holborn-Kurlbaumschen Pyrometers hergestellt war.

a. Vorbereitende Untersuchungen für die Bestimmung der Drahttemperatur.

α. Eichung des optischen Pyrometers.

Die Eichung des Holborn-Kurlbaumschen Pyrometers beruht bekanntlich auf einem photometrischen Vergleich der Pyrometerglühlampen mit dem schwarzen Körper. (Für eine Reihe verschiedener Temperaturen desselben bestimmt man den Lampenstrom, bei welchem der Glühlampenbügel auf der durch das Pyrometer betrachteten Öffnung des schwarzen Körpers gerade verschwindet, und stellt hiernach die „schwarze Temperatur" als Funktion des Lampenstromes dar). Hieraus geht hervor, daß bei allen Körpern, die ein geringeres Emissionsvermögen haben als der absolut schwarze, mit dem Pyrometer nur die schwarze Temperatur ermittelt werden kann und zwar für die Wellenlänge des Instruments. Bei dem größten Teile der Messungen benützte ich am Pyrometer einen „Rotfilter", für welchen $\lambda = 0{,}644\ \mu$ gesetzt wurde. Bisweilen gelangte auch ein grüner Farbfilter von Wratten und Wainwright[1]) zur Verwendung, für den ich λ im Spektrometer zu $0{,}533\ \mu$ ermittelte. Zur Eichung des Pyrometers diente wiederum der schwarze Körper nach Lummer-Kurlbaum[2]), dessen Temperatur mit einem in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geeichten Platin-Platinrhodiumthermoelement festgestellt wurde[3]). Ich habe die Eichungen 3 mal in Abständen von je mehreren Monaten wiederholt und nur ganz unbedeutende Änderungen der zu bestimmten Temperaturen gehörigen Stromstärken beobachtet.

---

[1]) Die der Technischen Hochschule (Breslau) gehörigen Farbfilter hat mir Herr Prof. Stock freundlichst geliehen, wofür ich ihm meinen besten Dank sage.

[2]) Vergl. § 1b, S. 13.

[3]) Das Thermoelement wurde in der Reichsanstalt durch Vergleich mit einem Normalelement auf 5^0 genau geeicht. Da mir bei der Temperaturbestimmung des schwarzen Körpers kein Kompensationsapparat zur Verfügung stand, mußte der Thermostrom mit einem empfindlichen Spannungsmesser bestimmt werden. Diesen habe ich selbst am Kompensationsapparat geeicht; bei der Ermittelung der elektromotorischen Kraft des Thermoelements wurde der innere Widerstand desselben, in seiner Abhängigkeit von der Temperatur, in Anrechnung gebracht.

β. Indirekte und direkte Methode zur Bestimmung der schwarzen Drahttemperatur.

Mit dem Holborn-Kurlbaumschen Pyrometer lassen sich ausgedehnte leuchtende Flächen in ganz beliebigen Entfernungen gleich gut photometrieren, weil keine scharfe Abbildung erforderlich ist. Der dünne Meßdraht jedoch hat im Pyrometer eine so geringe Ausdehnung, daß er nicht direkt photometriert werden kann. Schmidt benützte daher ein indirektes Verfahren[1]), das so lange zu einwandfreien Resultaten führt, als nur ein auf seiner ganzen Länge gleich temperiertes Drahtstück betrachtet wird. Dies gilt für den horizontal ausgespannten, elektrisch geheizten Draht, der bei der Bestimmung der Flammentemperatur nach der Schmidtschen Methode zu beobachten ist (s. § 8). Zwischen Draht und Pyrometer wird, in festem Abstand vom Draht, eine Mattglasscheibe eingeschaltet und zunächst deren „scheinbare schwarze Temperatur" bestimmt. Mit Hilfe der Isochromate für die Wellenlänge λ des Instruments kann zu jeder scheinbaren schwarzen Temperatur T_M der Mattscheibe die zugehörige schwarze Temperatur T_S des Drahtes gefunden werden, wenn das Helligkeitsverhältnis

$$S = \frac{\text{Helligkeit der Drahtes}}{\text{Helligkeit des Mattglasscheibe}}$$

bekannt ist. Zur Bestimmung des letzteren dient die gleiche Isochromate und ein beliebiges, experimentell festzustellendes Wertepaar T_M, T_S. Dieses wurde nach der von Schmidt angegebenen Methode in mehreren Temperaturgebieten gemessen und, für die Berechnung von S, in die Wiensche Spektralgleichung in der Form:

$$1) \qquad \lg S = \frac{c_2 \lg e}{\lambda}\left(\frac{1}{T_M} - \frac{1}{T_S}\right)$$

eingesetzt[2]). Tab. 6 zeigt die Ergebnisse für $\lambda = 0{,}644\ \mu$ (die mit einem Stern versehenen Werte sind nach einer

---

[1]) l, c. p. 10.

[2]) Hier, wie bei allen folgenden Berechnungen, kann die Wiensche Gleichung benützt werden, da die Grenzen des Wellenlängen- und Temperaturbereichs, für welche ihre Gültigkeit erwiesen ist, nicht überschritten werden.

anderen Methode gewonnen, die alsbald besprochen werden soll)[1]). Als Mittelwert ergibt sich

$$\lg S = 1{,}977$$
$$S = 95\ (\pm 5\ \%).$$

Dieser Wert von S gilt natürlich nur für eine bestimmte Drahtdicke und zwar für die Dicke d = 0,430 mm. Für eine andere Dicke wird aber die Helligkeit der Mattglasscheibe dem Durchmesser des Drahtes proportional sein, falls nur die Länge des strahlenden Stückes ungeändert bleibt. Daher gilt für einen Draht von der Dicke d'

$$S' = \frac{S \cdot d}{d'}.$$

Für d' = 0,570 mm ergibt die Rechnung

$$\lg S' = 1{,}855,$$

in guter Übereinstimmung mit dem experimentell gefundenen Wert:

$$\lg S' = 1{,}865.$$

Daher wurde für alle im übrigen noch zur Verwendung gelangenden Drahtdicken das Helligkeitsverhältnis aus dem für die Drahtdicke 0,430 mm gefundenen Wert berechnet.

Nach der Gleichung 1) (S. 32) wurden nun mit Hilfe von lgS = 1,977 einige zusammengehörige Wertepaare T_M, T_S berechnet, und in einer Kurve T_S als Funktion von T_M dargestellt, aus der nun für jede scheinbare Temperatur der Mattscheibe die Drahttemperatur zu entnehmen ist. Fig. 6 zeigt diese Kurve für d = 0,430 mm. Die bei der Bestimmung von S experimentell gefundenen Punkte sind in die Kurve eingetragen. Bei diesen Berechnungen ist es gänzlich unwesentlich, welcher Wert für die Konstante c_2 des Wienschen Gesetzes eingeführt wird. Von c_2 hängt die Neigung der Isochromate ab; da aber bei der Eichung der Mattscheibe dieselbe Isochromate zur Bestimmung von lgS dient, die nachher die zusammengehörigen T_S- und T_M-Werte liefert, so ist die Neigung ohne Einfluß[2]).

---

[1]) vgl. S. 34.

[2]) Die Rechnung führt natürlich zum gleichen Resultat: Das Wertepaar T_{M_1}, T_{S_1} möge zur Berechnung von lgS dienen. Dann ist

$$\frac{\lg S}{C} = \frac{1}{T_{M_1}} - \frac{1}{T_{S_1}}, \text{ worin}$$
$$C = \frac{c_2 \lg e}{\lambda} \text{ ist.}$$

Wie schon aus den in § 5 angestellten Betrachtungen hervorgeht, war es bei einem Teil der Messungen erforderlich, nur bestimmte Stücke des in der Flamme glühenden Drahtes zu photometrieren; auch sollte gelegentlich von zwei gleichzeitig in der Flamme glühenden Drähten die Temperatur des einen oder des anderen bestimmt werden. In diesen Fällen mußte ein direkter photometrischer Vergleich vorgenommen werden. Ich entfernte daher die Objektivlinse des Pyrometers und bildete den Draht scharf und stark vergrössert an den Ort der Glühlampe ab. Er läßt sich dann bequem und einwandfrei von Millimeter zu Millimeter photometrieren. Durch einige bei Gelegenheit der Glühlampeneichung vorgenommene Kontrollmessungen überzeugte ich mich davon, daß die Helligkeits- und Temperaturbestimmung der leuchtenden Fläche von der Art der Abbildung derselben gänzlich unabhängig ist[1]). Ohne Rücksicht auf die Abbildung des schwarzen Körpers bei der Eichung des Pyrometers kann man also bei der Temperaturbestimmung der glühenden Drähte die in jedem Falle gerade günstige Abbildung wählen.

Auf diese Weise habe ich zunächst noch einmal das bereits nach der Schmidtschen Methode ermittelte Helligkeitsverhältnis

$$S = \frac{\text{Helligkeit des Drahtes}}{\text{Helligkeit der Mattscheibe}}$$

bestimmt, indem ich den elektrisch oder in der Flamme geglühten Draht erst direkt photometrierte, dann die scheinbare Temperatur der zwischengeschalteten Mattscheibe bestimmte. Die Ergebnisse sind bereits in Tab. 6 enthalten. Es sind die mit einem Stern versehenen Werte von lgS. Sie stimmen mit den nach der Schmidtschen Methode erhaltenen gut überein.

Bei dem direkten photometrischen Vergleich könnte also die schwarze Drahttemperatur T_S unmittelbar gemessen werden.

Die Beziehung zwischen jedem beliebigen Wertepaar T_M, T_S ist mithin

$$\frac{1}{T_M} - \frac{1}{T_S} = \frac{1}{T_{M_1}} - \frac{1}{T_{S_1}},$$

also unabhängig von c_2.

[1]) Dies folgt aus dem Helligkeitsgesetz für leuchtende Flächen, welches für optische Instrumente wohl in derselben Weise wie für unser Auge gilt, vgl. O. Lummer, Optik in Müller-Pouillets Lb. d. Phys. Bd. 2, 10. Aufl. p. 358, 1909.

Nun überstiegen aber die zu messenden Helligkeiten diejenigen der Glühlampen, welche ich, mit Rücksicht auf ihre Erhaltung, nie höher als bis auf 1650° abs. erhitzte, nachdem sie vor der Eichung mehrere Stunden hindurch mit voller Spannung gebrannt hatten. Vor dem Objektiv mußte daher eine Lichtschwächung angebracht werden; als solche diente ein Rauchglas. Aus der Isochromate für die Wellenlänge des Instruments kann man wiederum die schwarze Drahttemperatur, die zu einer mit Rauchglas bestimmten Temperatur T_R gehört, ermitteln, wenn das Schwächungsverhältnis

$$S = \frac{\text{Intensität der ungeschwächten Strahlung}}{\text{Intensität der geschwächten Strahlung}}$$

bekannt ist. S erhielt ich bei Gelegenheit der Glühlampeneichung. Mit einer geeichten Glühlampe bestimmte ich im Pyrometer, vor dem das Rauchglas angebracht war, die zu der geschwächten Strahlung des schwarzen Körpers gehörige Temperatur T', während das Thermoelement die Temperatur T der ungeschwächten Strahlung angab. Aus diesem Wertepaar wird lgS mit Hilfe der Wienschen Gleichung berechnet. Die Messungen wurden mit verschiedenen Glühlampen, in zwei bis drei verschiedenen Temperaturgebieten und an zwei Wellenlängen ausgeführt. Die Ergebnisse sind in den Tab. 7a, b enthalten. Für $\lambda = 0{,}644\mu$ ergibt sich im Mittel:

$$\lg S_{\lambda=0{,}644\mu} = 0{,}727$$
$$S_{\lambda=0{,}644\mu} = 5{,}33$$

Der mittlere Fehler einer Messung beträgt $\pm$ 7 %.

Für $\lambda = 0{,}533\ \mu$ ist im Mittel:

$$\lg S_{\lambda=0{,}533\mu} = 0{,}794$$
$$S_{\lambda=0{,}533\mu} = 6{,}22$$

Es zeigt sich also die bekannte Selektivität der Rauchgläser. Ich habe nach Abschluß der Messungen für einen anderen Zweck das Schwächungsverhältnis des Rauchglases durch das ganze sichtbare Spektrum hindurch in Abständen von 0,010 μ bestimmt und dabei beobachtet, daß das Glas ausgeprägte Absorptionsstreifen zeigt. Für die vorliegenden Messungen kommt hauptsächlich der Spektralbezirk der von dem roten Glas hindurchgelassenen Strahlung in Betracht; er reicht von 0,602—0,694 μ. In der Mitte desselben, also etwa von 0,630 bis 0,660 μ zeigt das Rauchglas eine innerhalb der Versuchsfehler konstante Schwächung. An den äußersten Grenzen des

Bezirks ändert sich aber lgS ganz wesentlich. Es ist möglich, daß der, wenn auch geringe, jedoch unverkennbare Gang von lgS mit der Temperatur der untersuchten Strahlung (s. Tab. 7) durch die Selektivität des Rauchglases bewirkt wird. Da die Abweichung jedoch nicht von erheblicher Bedeutung für die Temperaturbestimmung ist, so habe ich vorläufig keine Korrektion angebracht, sondern mit dem oben angegebenen Mittelwert von lgS gerechnet.

Mit diesem Mittelwert wird nun die schwarze Temperatur T_S aus der Temperatur T_R der geschwächten Strahlung nach dem Wienschen Gesetz berechnet. In Fig. 7 ist T_S graphisch als Funktion von T_R dargestellt und zwar für $\lambda = 0{,}644\ \mu$. Der Wert der Konstanten c_2 ist für diese Berechnung ebenfalls unwesentlich (vgl. S. 33).

γ. Ermittelung der wahren Drahttemperatur.

Aus der in der einen oder anderen Weise ermittelten schwarzen Drahttemperatur T_S muß nun noch die wahre Temperatur des Drahtes bestimmt werden. Wie schon bemerkt, benützte ich meistens Drähte aus Pt-Rh. H. Schmidt hat beobachtet[1]), daß im Rot das Emissionsvermögen der 10 proz. Pt-Rh-Legierung demjenigen des reinen Platins gleichzusetzen ist. Ich gelangte zu demselben Resultat, indem ich im Pyrometer feststellte, daß zwei nacheinander in die Flamme eingeführte Drähte aus Platin und Platinrhodium von gleicher Dicke und gleicher Länge innerhalb der Fehlergrenzen dieselbe Helligkeit hatten.

Die wahre Temperatur T_W wird aus der schwarzen T_S für eine bestimmte Wellenlänge nach der Wienschen Gleichung in der Form:

$$\lg A_\lambda = \lg (1-R_\lambda) = \frac{c_2 \lg e}{\lambda} \left(\frac{1}{T_W} - \frac{1}{T_S} \right)$$

berechnet, wo A_λ das Absorptionsvermögen, R_λ das Reflexionsvermögen des untersuchten Körpers bedeutet. Nach der obigen Beobachtung konnte der für Pt geltende Wert von A_λ auch für Pt-Rh benützt werden. Er ist denjenigen Untersuchungen zu entnehmen, bei welchen gleichzeitig die wahre und die schwarze Temperatur des Platins ermittelt wurden. Diese Messungen

[1]) l. c. p. 30.

wurden zuerst von Lummer und Pringsheim[1]) mit dem Lummer-Kurlbaumschen Platinkasten[2]) bis zu Temperaturen von 1876° abs. ausgeführt; später in ähnlicher Weise von Holborn und Kurlbaum[3]) und Holborn und Henning[4]). Nach diesen Arbeiten beträgt die Strahlung des Platins für rotes Licht ein Drittel der schwarzen Strahlung, in Übereinstimmung mit dem Werte von A_λ, welcher sich aus dem von Hagen und Rubens[5]) bei Zimmertemperatur gemessenen Wert des Reflexionsvermögens

$$R_\lambda = 0{,}66$$

für

$$\lambda = 0{,}644\ \mu$$

ergibt. Nach Lummer-Pringsheim zeigt das Absorptionsvermögen von etwa 1800° an auch im Sichtbaren einen geringen Anstieg mit der Temperatur, doch ließ sich eine Extrapolation für noch höhere Temperaturen, wie sie bei den vorliegenden Messungen hauptsächlich zu ermitteln sind, nicht vornehmen. Bei der Berechnung der wahren Temperaturen wurde daher das von der Temperatur unabhängige Absorptionsvermögen zugrunde gelegt.

Bei einer nach Abschluß der vorliegenden Messungen von Herrn Geheimrat Lummer und mir gemeinsam angestellten Untersuchung haben wir gleichzeitig im Pyrometer den von Herrn Geheimrat Lummer konstruierten elektrisch geheizten Platinkasten und einen glühenden Draht aus gleichem Material beobachtet und die Temperatur des ersteren so lange reguliert, bis der Draht auf der Fläche des Kastens verschwand. Das Thermoelement im Kasten gab die wahre Temperatur von Kasten und Draht; im geeichten Pyrometer wurde die schwarze Temperatur ermittelt. Die aus diesen mit konstantem A_λ berechneten wahren Temperaturen weichen von den mit dem Thermoelement gemessenen bis hinauf zu 1880° absolut im äußersten Falle um 10°, meist aber weniger ab.

---

1) O. Lummer u. E. Pringsheim, Temperaturbestimmung hoch erhitzter Körper auf bolometrischem und photometrischem Wege, Verhandl. der Deutsch. Phys. Gesellsch. 3, p. 36—46 (1901).

2) O. Lummer u. F. Kurlbaum, Sitzungsber. der Phys. Gesellsch. z. Berlin, 17, p. 106 (1898).

3) L. Holborn und F. Kurlbaum, Drud. Ann. 10, p. 240 (1903).

4) L. Holborn und F. Henning, Sitzungsber. d. Berl. Akad. p. 311 (1905).

5) E. Hagen und H. Rubens, Verhandl. d. Deutsch. Phys. Gesellsch. 17, p. 143 (1898).

δ. Genauigkeit der Temperaturbestimmung.

A. Bei der Eichung des Pyrometers ergeben sich Fehler: 1) durch die Temperaturbestimmung des schwarzen Körpers, welche auf den Angaben der zum Thermoelement gehörigen Eichtabelle[1]), ferner auf der richtigen Ermittelung des Thermostromes beruht, 2) durch die Ungenauigkeit des photometrischen Vergleiches von schwarzer Körperöffnung und Lampenbügel. Von diesen Fehlern soll vorläufig abgesehen werden. Denn die Eichkurve des Pyrometers wird sowohl der Bestimmung der Drahttemperatur wie der der „Umkehrtemperatur" zugrunde gelegt. Es soll später (S. 73) besprochen werden, welche Änderung beide Temperaturen erfahren, wenn an der durch die Eichkurve gegebenen Temperaturskala irgend eine Korrektion angebracht wird.

B. Bei der Bestimmung der „scheinbaren" Temperaturen T_M (Mattscheibe) und T_R (Rauchglas) entstehen Fehler: 1) durch die Ungenauigkeit der photometrischen Einstellungen, 2) bei der Ablesung des Lampenstromes. Der Fehler unter 1) wurde unabhängig von dem unter 2) ermittelt. Es ergab sich, daß im Mittel Helligkeitsunterschiede von 2 % im Pyrometer wahrgenommen werden. Die entsprechenden Temperaturunterschiede findet man nach dem Wienschen Gesetz. Einer Helligkeitsänderung $\pm \Delta E$, bei der Helligkeit E, entspricht die Temperaturänderung

$$\pm \Delta T = \frac{\pm \Delta E}{E} \cdot \frac{\lambda \cdot T^2}{c_2}$$

Tab. 8 gibt die Werte von ΔT bei verschiedenen Temperaturen T für $\lambda = 0{,}644\,\mu$, $c_2 = 14\,600$ und $\Delta E = 2\,\%$.

Die bei den folgenden Messungen beobachteten scheinbaren Temperaturen T_M betragen höchstens 1350° absolut, die durch das Rauchglas hindurch bestimmten Temperaturen T_R bis 1650° abs. Diesen Werten haften also Fehler von 1—2° an. 2) Die Ablesung des Glühlampenstromes war bei tieferen Temperaturen auf 0,1 Milliamp., bei höheren auf 1 Milliamp. genau; dem entsprechen Temperaturunterschiede von 1° bezw. 4°. Bei hohen Temperaturen konnte also die photometrische Genauigkeit nicht ganz ausgenützt werden.

---

[1]) vgl. S. 31, Anm. 3.

C. Bei der Berechnung der schwarzen Drahttemperaturen T_S aus den gemessenen Werten von T_M bezw. T_R (vgl. S. 33 u. S. 36) kommt ein weiterer Fehler hinzu, da das Helligkeitsverhältnis für die Mattscheibe nur auf 5 %, die Schwächung durch das Rauchglas auf 7 % genau ermittelt wurde. Die diesen Fehlern entsprechenden Temperaturänderungen betragen bei den höchsten Werten von T_S, die zu bestimmen sind, $T = 1850^0$ absolut, 8^0 bzw. 9^0, bei tieferen Temperaturen weniger.

Nach B und C belaufen sich also die größten Fehler, welche der Bestimmung der schwarzen Drahttemperatur T_S nach der einen oder der anderen Methode anhaften können, auf 11 bezw. 12^0. Was für ein Fehler bei der Bestimmung der wahren Temperatur T_W begangen wird, läßt sich nicht entscheiden. Nach der Bemerkung auf S. 37 möchte ich aber behaupten, daß die Temperaturbestimmung des Drahtes im Mittel auf 10^0 genau erfolgt.

b. Vorbereitende Untersuchungen für die Bestimmung der „Umkehrtemperatur".

α. Eichung der Nernstfäden mit dem Pyrometer unter Benützung ihrer Energieverteilung im sichtbaren Spektrum.

Die Eichung der Nernstfäden im Pyrometer wurde mit dem Rotfilter, also für die Wellenlänge $\lambda = 0{,}644\,\mu$ ausgeführt. Da die Fäden für höhere Temperaturen geeicht werden müssen, als die Glühlampen es sind, wurden zunächst wieder nur die „scheinbaren schwarzen Temperaturen" T_M (vgl. § 6 a, β) einer vom Nernstfaden beleuchteten Mattglasscheibe als Funktion des Fadenstromes J ermittelt. Aus den Mattscheibentemperaturen wurden die schwarzen Temperaturen $T_{\lambda = 0{,}644\,\mu}$ des Fadens nach der Wien'schen Formel mit Hilfe des zuvor bestimmten Helligkeitsverhältnisses berechnet. (Die Bestimmung desselben erfolgte nach der in § 6 a, β an zweiter Stelle beschriebenen Methode.) Die Ergebnisse für den Nernstfaden III sind in Tab. 9 zusammengestellt. Fig. 8 zeigt die Eichkurve („Temperatur-Stromkurve").

Diese Eichung im Rot kann man zum Ausgangspunkt für die Ermittelung der schwarzen Temperaturen $T_{\lambda i}$ an jeder beliebigen Wellenlänge λi machen, wenn man die Energieverteilung im Spektrum des Nernstfadens oder, was auf dasselbe

hinauskommt, die Abhängigkeit der schwarzen Temperatur von der Wellenlänge bei verschiedenen Stromstärken, d. h. bei verschiedenen wirklichen Temperaturen des Fadens, kennt.

Im einzelnen wurde folgendermaßen verfahren: Aus den nach der ersten Eichungsmethode an verschiedenen Wellenlängen gewonnenen „Temperatur-Stromkurven" des Fadens (vgl. § 1b, Tab. 1 und Fig. 3) wurden für einige Stromstärken J, zwischen 200 und 900 Milliamp. sog. „Temperatur-Wellenlängenkurven" konstruiert, die also die schwarze Temperatur T_λ als Funktion der Wellenlänge λ darstellen, wie in Fig. 9 zu sehen ist. (Siehe hierzu auch Tab. 10a.) Die Kurven führen zur Konstruktion von Beziehungskurven zwischen den schwarzen Temperaturen $T_{\lambda = 0{,}644\ \mu}$ und $T_{\lambda i}$, für beliebige λi. In Fig. 10 werden sie für diejenigen Wellenlängen dargestellt, an denen Umkehrmessungen ausgeführt wurden, nämlich für

$$\lambda = \begin{array}{l} 0{,}766\ \mu \\ 0{,}670 \\ 0{,}589 \\ 0{,}535 \\ 0{,}421. \end{array}$$

(An den Wellenlängen 0,766 und 0,421 μ war eine unbedeutende Extrapolation der „Temperatur-Wellenlängenkurven" erforderlich.) Die zur Konstruktion dienenden Werte sind in Tab. 10b enthalten. Mit Hilfe der Beziehungskurven und der mit dem Pyrometer gewonnenen „Temperatur-Stromkurve" für $\lambda = 0{,}644\,\mu$ erhält man nun die „Temperatur-Stromkurve" für die hier angegebenen, wie auch für jedes beliebige λi, welchen somit die Temperaturskala des Pyrometers zugrunde liegt.

Nach meinen Erfahrungen sind die Beziehungskurven zwischen den $T_{\lambda = 0{,}644\ \mu}$ und den $T_{\lambda i}$ für alle Nernstfäden von bestimmtem Typus identisch[1]). Die angegebenen Tabellen und Kurven gelten für den Faden III. Ich habe sie aber für mehrere Fäden konstruiert und immer gute Übereinstimmung erhalten. Für eine bestimmte Wellenlänge λi weichen die Temperaturen $T_{\lambda i}$, die bei verschiedenen Fäden zu einem gegebenen $T_{\lambda = 0{,}644\mu}$

[1]) Bisher wurden nur Fäden für 110 Volt „Betriebsspannung" und 90 Volt „Brennerspannung" genau untersucht. Es wäre also noch festzustellen, ob Fäden, die bei voller Belastung eine andere Spannung erfordern, die gleiche Energieverteilung zeigen.

gehören, im Maximum um 5° von einander ab. Man braucht also, im Besitze dieser Kurven, nur die wenigen Einstellungen mit dem optischen Pyrometer an der Wellenlänge $\lambda = 0{,}644\ \mu$ zu machen, um einen für alle Wellenlängen als schwarzen Körper geeichten Faden zu erhalten[1]).

Aus den „Temperatur-Wellenlängenkurven" kann man im übrigen auch leicht mit Hilfe der Isochromaten der schwarzen Strahlung die Energiekurven des Nernstfadens im sichtbaren Spektrum konstruieren. Sie sind in Fig. 11 zu sehen; als Abszissen sind die Wellenlängen (in $\mu\mu$) als Ordinaten die Größen $\frac{E(\lambda)}{c_1} \cdot 10^5$ eingetragen, worin nach dem Wien'schen Gesetz $\frac{E(\lambda)}{c_1} = \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}$ ist. Die entsprechenden Kurven habe ich auch noch für einen zweiten Nernstfaden konstruiert. Die Energien bei einer bestimmten Stromstärke weichen an einer Wellenlänge höchstens um 11 % von einander ab; speziell an der Wellenlänge der D-Linien im Mittel um 5 %, nie mehr als 7 % (5 % Helligkeitsdifferenz = 8° Temperaturdifferenz bei 2000° abs.).

β. Vorteile und Genauigkeit der unter α. beschriebenen Eichung.

Welche Vorteile bietet nun die zweite Eichungsmethode, der doch auch die erste Methode[2]) in gewissem Sinne zugrunde liegt? Nehmen wir an, daß sich bei der Eichung mit schwarzem Körper und rotierendem Sektor zu einer bestimmten Stromstärke etwas andere schwarze Temperaturen ergeben, als durch die Eichung mit dem Pyrometer. Die Beziehungen zwischen den schwarzen Temperaturen werden sich dadurch nur unwesentlich ändern. Wie man aus den Kurven Fig. 10 ersehen kann, ändert sich z. B. die Differenz zwischen $T_{\lambda = 0{,}644\ \mu}$ und $T_{\lambda = 0{,}589\ \mu}$, wenn $T_{\lambda = 0{,}644\ \mu}$ von 1900° auf 2000° steigt, im ganzen nur um 3°.

Die nach der zweiten Methode gewonnenen schwarzen Temperaturen der Nernstfäden hängen also, ebenso wie die Drahttemperaturen, nur von der Temperaturskala des Pyro-

[1]) Es würde mich freuen, wenn ich durch die Angabe der Tabellen und Kurven einem oder dem anderen die oft erforderliche Arbeit des Nernstfädeneichens ersparen könnte.

[2]) Vergl. § 1b.

meters ab. Die Eichung mit demselben ist, wie wir bei der Temperaturbestimmung des Platindrahtes sahen (s. S. 38, 39), bei hohen Temperaturen und bei einer Addition aller möglichen mittleren Fehler auf 11° genau. Ein zweiter Vorteil besteht darin, daß der Wert der Konstanten c_2 des Wienschen Gesetzes nicht in die Berechnung der Nernstfadentemperaturen eingeht (s. S. 33), was bei der Eichung mit dem Sektor der Fall ist.

γ. Die Energieverteilung im sichtbaren Gebiet des Nernstfadenspektrums.

Sowohl aus den Energiekurven des Nernstfadens wie aus den „Temperatur-Wellenlängenkurven" (Fig. 9) gewinnt man ein Bild von der Energieverteilung im sichtbaren Gebiet des Nernstfadenspektrums. Durch die Kurven in Fig. 12 werde noch, wie bei Kurlbaum und Schulze veranschaulicht, mit welcher Stromstärke J ein Faden an verschiedenen Wellenlängen brennen muß, um überall gleiche schwarze Temperatur T zu haben. Bei geringen Stromstärken (Energien) weicht die Strahlung ganz wesentlich von der vollkommen schwarzen ab. Übrigens bringt es schon die Form der Energiekurven des schwarzen Körpers mit sich, daß die schwarzen Temperaturen (s. Fig. 9) nach dem Violett hin so bedeutend ansteigen. Die relative Energie (Absorptionsvermögen) der Fäden braucht deshalb im Violett nicht größer zu sein als im Rot. Der Unterschied von 75° z. B. zwischen $T_{\lambda = 0{,}728\ \mu}$ und $T_{\lambda = 0{,}430\ \mu}$, der der Kurve für 200 Milliamp. (Fig. 9) zu entnehmen ist, würde sich auch ergeben, wenn für beide Wellenlängen das Emissionsvermögen des Fadens gleich und zwar = 0,20 wäre; der Unterschied von 40° von $T_{\lambda = 0{,}728\ \mu}$ und $T_{\lambda = 0{,}589\ \mu}$ für ein gleiches Emissionsvermögen an diesen Wellenlängen vom Werte 0,19. Da aber die wahren Temperaturen nicht bekannt sind, außerdem auch in der vorliegenden Arbeit[1]) keine Untersuchungen

---

[1]) Die Energieverteilung im Ultrarot ist schon am Ende des vorigen Jahrhunderts von Lummer und Pringsheim bolometrisch gemessen worden, O. Lummer und E. Pringsheim, Verh. d. Deutsch. Phys. Gesellsch. 3, p. 37 (1901): „bei normalem Glühzustand zeigt die Form der Energiekurve eine große Annäherung an die des schwarzen Körpers." Eine sehr ähnliche Kurve erhält W. W. Coblentz bei voller Belastung des Nernstfadens, Bulletin of the Bureau of Standards 4 p. 333 (1908); jedoch erfährt sie bei ihm eine andere Deutung. Bei niedrigen Temperaturen setzt sich das Nernstfadenspektrum aus einzelnen selektiven Banden zusammen.

im Unsichtbaren angestellt wurden, so lassen sich keine weiteren Schlüsse ziehen.

Bei höheren Stromstärken nehmen die Differenzen zwischen den schwarzen Temperaturen an den verschiedenen Wellenlängen immer mehr ab, was jedenfalls einer Annäherung an die schwarze Strahlung entspricht. Der Unterschied von 15° zwischen $T_{\lambda = 0{,}728\,\mu}$ und $T_{\lambda = 0{,}430\,\mu}$ bei 900 Milliamp. ergibt sich z. B. bei einem als gleich angenommenen Absorptionsvermögen vom Werte 0,86. Bei den Einstellungen auf Verschwinden der Flammenlinien betrugen, wie wir sahen (§ 4, Tab. 5 a, b) die Stromstärken etwa 500—600 Milliamp. Bei diesen Stromstärken sind die Unterschiede der schwarzen Temperaturen noch so erheblich, daß die Eichung an allen in Betracht kommenden Wellenlängen unbedingt erforderlich war. Bei geringen Stromstärken ist im Grün eine selektive Emission zu beobachten, die bereits Kurlbaum und Schulze hervorheben. Sie tritt in den verschiedenen Kurven, je nach der Darstellungsweise, bald als Erhebung, bald als Einsenkung auf. Bei höheren Stromstärken verschwindet sie. Bei den seltenen Erden ist diese Art der selektiven Emission bekannt. Sie erinnert auch an das von Lenard[1]) bei niedrigen Temperaturen beobachtete sog. „farbige Glühen" geschmolzener Alkalimetallsalze. Dieses tritt gleichzeitig mit den Erscheinungen der Elektrolyse auf und wird von Lenard den elektrolytischen Jonen, speziell dem Kation zugeschrieben.

Nach der Ansicht Nernsts[2]) haben wir es bei den von ihm erfundenen Fäden ebenfalls mit elektrolytischer Leitung zu tun, woraus zum mindesten auf das Vorhandensein elektrolytischer Jonen zu schließen wäre.

Diesen Beobachtungen im Sichtbaren entsprechen auch die Messungen von Coblentz im Ultrarot[3]); bei niedrigen Temperaturen nimmt er einzelne hervortretende Banden wahr, die sich bei höheren Temperaturen allmählich glätten.

---

[1]) P. Lenard, Über die Lichtemission der Alkalimetalldämpfe und Salze und über die Zentren dieser Emissionen, Ann. d. Phys. 4, 17 p. 199—206 (1905).

[2]) W. Nernst, Zeitschr. f. Elektrochemie, 6. p. 41 (1899).

[3]) vergl. Anm. 1 S. 42.

c. Versuchsanordnung für die gleichzeitige Bestimmung der Drahttemperatur und der „Umkehrtemperatur“: Justierung und Färbung der Flamme. — Justierung des Meßdrahtes. — Festlegung der „Ausgangsstellung“ für die Messungen.

Das Schema der Versuchsanordnung für die gleichzeitige Bestimmung der Drahttemperatur und der „Umkehrtemperatur“ wird durch Fig. 1 gegeben. Der obere Teil der Figur, der sich auf die Bestimmung der „Umkehrtemperatur“ bezieht, ist bereits früher beschrieben worden (s. § 1). Bei den folgenden Messungen wurde der Nernstfaden stets an den Ort der Flamme abgebildet, da gleichzeitig mit den Umkehreinstellungen auch der Meßdraht in der Flamme zu beobachten war, und es für die Justierung des Drahtes erforderlich ist, genau den möglichst eng zu begrenzenden Strahlengang des Nernstfadenlichtes in der Flamme verfolgen zu können. Wird der Nernstfaden an den Ort der Flamme abgebildet, so ist die „Umkehrtemperatur“ mit der zu der Helligkeit des Bildes gehörigen „scheinbaren“ Temperatur identisch. Stellt man aber einmal das Helligkeitsverhältnis zwischen Faden und Bild fest, so ergibt sich, nach dem Wienschen Gesetz, für alle Stromstärken die Beziehung zwischen den Temperaturen des Fadens und denen des Bildes. Die Umkehrmessungen sind bei dieser Anordnung, ebenso wie wenn der Nernstfaden direkt hinter der Flamme steht, mindestens auf 5^0 genau.

Als Brenner wurde jetzt ausschließlich der Bec Méker aus Metall verwendet. Bei normalem Gasdruck war die Flamme desselben ungefähr 20 cm hoch und stieg ganz steil an. Der Brenner war auf einem Tischchen befestigt, das in vertikaler und horizontaler Richtung, und zwar senkrecht zum Strahlengang, mikrometrisch verschoben werden konnte. Die Ganghöhe der Schrauben wurde mit dem Okularmikrometer ausgemessen; sie betrug 2 cm für die Verstellung in der Höhe, 1,1 mm für die seitliche Verschiebung. Bei Beginn der Messungen wurde das Tischchen so justiert, daß die lange Mittellinie (5 cm) des rechteckigen Flammenquerschnitts parallel zum Strahlengang verlief und zwar symmetrisch zu dem in der Flamme erzeugten Nernstfadenbild. Zur Färbung einer engbegrenzten Flammenzone wurde wiederum (vgl. S. 25)

ein kleines Stückchen Soda oder ausgeglühtes Kochsalz auf den Nickelrost des Brenners gelegt und immer nur derjenige Flammenteil gefärbt, durch welchen das Licht des Nernstfadens hindurchging. Die vor der Flamme angebrachte Blende, von 1 qmm Öffnung, ließ nur bestimmte Strahlen zum Spektrometer gelangen. Die Zone, aus der sie stammen, will ich im folgenden als die „wirksame Flammenzone" bezeichnen. Sie läuft parallel zum Strahlengang, hat in dessen Richtung eine Länge von 0,5 bis höchstens 1 cm und einen Querschnitt von etwa 1,7 qmm. Die im Spektrometer bestimmte „Umkehrtemperatur" gehört der „wirksamen Flammenzone" an.

Der Meßdraht D wird parallel zum Strahlengang des Nernstfadens in die Flamme gelegt; in der für unsere Untersuchungen besonders wichtigen anfänglichen Lage soll er die „wirksame Flammenzone" von unten oder seitlich berühren. Die Temperaturbestimmung des Drahtes erfolgt, wie in Fig. 1 (unterer Teil der Figur) zu sehen ist, senkrecht zum Strahlengang des Nernstfadens, nach der in § 6a beschriebenen Methode, meist unter Zwischenschaltung des Rauchglases R. Linse L_3 bildet den Draht scharf an den Ort der Glühlampe G des optischen Pyrometers P ab, so daß andererseits auch das Bild der Glühlampe auf dem Draht erscheint. Hierdurch orientiert man sich über das in jedem gegebenen Falle photometrierte Drahtstück.

Der Draht liegt auf einem Schieferhalter, welcher bei der Justierung in der Höhe und seitlich verstellt werden kann, während der Messungen aber starr mit den Brenner verbunden bleibt, so daß der Draht alle Bewegungen des Tischchens bezw. des Brenners mitmacht. Seine Justierung ist äußerst schwierig, da es, wie wir aus den Ergebnissen der Messungen erkennen werden, auf Änderungen seiner Lage von bereits 0,1 mm ankommt. Ich justierte ihn zuerst in kaltem Zustand; sobald aber die Flamme angezündet wurde, senkte er sich etwas infolge der Ausdehnung. Die endgültige Justierung konnte daher erst in glühendem Zustand erfolgen. Sowohl auf dem Spalt des Spektrometers, wie im Fernrohr, wo nun außer dem Spektrum des Nernstfadens auch das des Meßdrahtes erschien, konnte man die richtige Lage erkennen, bei der also der Draht der „wirksamen Flammenzone" in allen ihren Punkten möglichst nahe kommen muß, aber natürlich nirgends den Strahlengang kreuzen darf. Durch das elektrische Nachheizen durfte an der

Lage nichts mehr geändert werden. Daher ließ ich die Drahtenden ganz lose in Quecksilbernäpfchen tauchen, welche den Kontakt vermittelten.

Zur graphischen Darstellung und zur Beurteilung der „Umkehrmessungen“ in der Umgebung, d. h. oberhalb[1]) und zu beiden Seiten des Drahtes, muß man den Abstand der jeweils „wirksamen Flammenzone“ vom Draht kennen. Durch Senken oder seitliches Verschieben des Brenners mit Draht, bezw. des Tischchens, gelangen immer andere Flammenzonen in den Strahlengang, werden also zu „wirksamen Zonen“.

Die Änderung ihres Abstandes vom Draht geht unmittelbar aus der Verstellung des Tischchens hervor, welche aus dem gemessenen Umgang der Mikrometerschrauben in der Höhe auf $\frac{1}{180}$ cm, bei seitlicher Verrückung auf $\frac{1,1}{360}$ mm genau ermittelt wird.

Der Abstand zwischen Draht und anfänglich „wirksamer Flammenzone“ in der sog. „Ausgangsstellung“ für die Messungen wird folgendermaßen bestimmt:

1. Für die Messungen oberhalb des Drahtes.

Fig. 13a zeigt, bei idealer Justierung, die Projektion eines jeden durch die „wirksame Flammenzone“ senkrecht zum Strahlengang gelegten Schnittes auf die Ebene des Spektrometerspaltes. Die untere Hälfte des 0,66 mm hohen Nernstfadenbildes in der Flamme und somit die Hälfte derjenigen Flammenzone, durch welche die Strahlen des Nernstfadens hindurchgehen, wird durch den Draht verdeckt. Die Umkehrmessung erfolgt also in einer Zone, welche den Draht zwar berührt, aber noch 0,33 mm hoch ist. Ich stelle derart auf „Umkehr“ ein, daß die Linien in der Mitte des vom Draht freigelassenen Spektralbandes verschwinden; sie sind dann oberhalb noch etwas heller als der Grund, an der Berührungsstelle mit dem Meßdraht erscheinen sie noch schwach dunkel; das erkennt man, wenn der obere Teil des Spektrums mit einer Okularblende verdeckt wird. Doch ist dann das übrig bleibende Band so schmal, daß keine genauen Messungen auszuführen sind. Bei der „Ausgangsstellung“ beträgt also der mittlere Abstand der in

[1]) Unterhalb vom Draht wurden keine Messungen ausgeführt, da dies bei der beschriebenen Versuchsordnung nicht möglich war; es ist nicht anzunehmen, daß die Verhältnisse dort wesentlich anders sind als oberhalb und seitlich.

Wirksamkeit tretenden Flammenpunkte vom Draht etwa 0,16 mm. In den Kurven, die die Messungen oberhalb des Drahtes darstellen, ist dieser Abstand zur Abszisse des ersten beobachteten Punktes gemacht. Natürlich liegt in dieser Bestimmung des Abstandes einige Willkür. Erstens ist die Breite des Spektrometerspaltes im Verhältnis zu den Dimensionen des Drahtes vernachlässigt, zweitens wird die durch Fig. 13a veranschaulichte symmetrische Justierung vorausgesetzt, die in Wirklichkeit wohl nie erreicht werden kann. Vielmehr wird der Draht eine Lage einnehmen, wie sie der punktierte Kreis angibt, bei welcher die Punkte eines Horizontalschnittes zum Teil größeren Abstand vom Draht haben. Schließlich wird er meist einen kleinen Winkel mit der Richtung des Strahlenganges bilden, desgleichen mit der dazu vertikalen Richtung. Die gefärbte Flammenzone aber hat in Richtung des Strahlenganges eine Länge von 0,5—1 cm. Wenn also auch in einer Vertikalebene die Justierung wie in der Fig. 13a sein sollte, so werden in anderen Vertikalebenen die Verhältnisse anders liegen. Alle anderen Lagen aber haben eine Vergrößerung des oben berechneten Abstandes zur Folge.

2. Für die Messungen seitlich vom Draht.

Der Brenner wird zunächst noch gehoben, bis die Drahtachse durch den Mittelpunkt des Nernstfadenbildes geht, und seitlich verrückt, bis seine Projektion auf dem Spektrometerspalt die Spaltöffnung gerade berührt. Fig. 13b veranschaulicht diese Justierung und zwar für zwei verschieden dicke Drähte. Bei völlig symmetrischer Justierung müßte eine seitliche Verrückung des Brenners um die Länge des Drahtdurchmessers, vermehrt µm die Spaltbreite, genügen, damit der Draht von der einen Seite des Spaltes auf die andere gelangt. In Wirklichkeit ist immer eine größere Verschiebung notwendig, was wieder daran liegt, daß der Draht schräg zum Strahlengang verläuft. Der mittlere Abstand zwischen der „wirksamen Flammenzone“ und dem Meßdraht wird wiederum für den Fall der idealen Justierung berechnet und als Abzisse des Ausgangspunktes für die Messungen seitlich vom Draht festgelegt. Er beträgt für einen Draht von 0,84 mm Durchmesser 0,11 mm, für einen Draht von 0,44 mm Durchmesser 0,13 mm. — Bei einer der folgenden Messungen mußte der Brenner z. B

um 1,40 mm anstatt um 0,87 mm (Drahtdurchmesser + Spaltbreite) verschoben werden, damit der Draht von der einen Seite des Spaltes auf die andere gelangte. Dieser Differenz entspricht ein Winkel von ungefähr 0,5 ° gegen die Richtung des Strahlenganges. Der mittlere Abstand der „wirksamen Flammenzone" vom Draht wird dabei bereits um 0,25 mm vermehrt. Es sei noch bemerkt, daß alle die verschiedenen Lagen des Meßdrahtes im Spektrometerfernrohr verfolgt werden konnten.

Bei der Beschreibung der Messungen will ich mich der folgenden Bezeichnungen bedienen:

T_P = wahre Temperatur des Meßdrahtes (meist in Cels. °),
T_U = „Umkehrtemperatur",
J = Heizstromstärke des Meßdrahtes (in Amp.),
x = vertikaler Abstand der „wirksamen Flammenzone" vom Meßdraht,
$\pm y$ = horizontaler Abstand dieser Zone vom Draht.

x und y werden in Winkelgrad angegeben, weil solche auf großen Rädern, die mit den Mikrometerschrauben des Tischchens verbunden waren, abgelesen wurden. Es ist:

$$x = 1^0 = \frac{1}{180} \text{ cm} = 0{,}055 \text{ mm},$$
$$y = 1^0 = \frac{1{,}1}{360} \text{ mm} = 0{,}003 \text{ mm}.$$

§ 7.

Gleichzeitige Bestimmung der Drahttemperatur und der „Umkehrtemperatur" im Intervall von 1800—1500° Cels.

a. Die Messungen bei stufenweisem elektrischen Nachheizen des Meßdrahtes (vergl. § 5).

Messungen 1)

Der Brenner wird in die „Ausgangsstellung" für die Messungen oberhalb des Drahtes gebracht, der Heizstrom eingeschaltet; unter stufenweiser Erhöhung desselben werden T_P und T_U oberhalb des Drahtes als Funktion von J bestimmt.

Die Messungen wurden mit 5, teilweise verschieden starken Drähten ausgeführt. Die Resultate sind in den Tab. 11a—e enthalten. In diesen Tabellen wird auch die Drahtdicke d, die Höhe h der beobachteten „wirksamen Flammenzone" über dem Brennerrand und die „Umkehrtemperatur" T nach Entfernung des Drahtes vermerkt. In den Fig. 14a—e werden T_P und T_U graphisch als Funktion des Heizstromes J darge-

stellt. Die Stromstärken sind als Abszissen, T_P bezw. T_U als Ordinaten eingetragen.

Aus den Kurven ersieht man: bei unnachgeheiztem Meßdraht besteht ein mehr oder minder großer Unterschied $T_{U_0} - T_{P_0} = \Delta_0$ zwischen der Draht- und der „Umkehrtemperatur", wie dies auch der in § 5 angestellten Überlegung entspricht. Der Unterschied nimmt mit wachsender Stromstärke ab; es wird schließlich am Schnittpunkt Σ der beiden Kurven

$$T_U = T_P = \Sigma$$

für eine gewisse Stromstärke $J = \bar{J}$; heizt man weiter, so wächst T_P über T_U hinaus.

In Tab. 12 sind noch die folgenden Größen zusammengestellt: Die Drahtdicken d, die Unterschiede $\Delta_0 = T_{U_0} - T_{P_0}$ bei unnachgeheiztem Draht, die Temperaturen Σ am Schnittpunkt, die „Umkehrtemperaturen" T der beobachteten „wirksamen Zone" ohne Draht und deren Höhe h über Brennerrand. Der anfängliche Unterschied Δ_0 scheint bei dickeren Drähten größer zu sein als bei dünneren, doch ist voraussichtlich bei den verschiedenen Messungen auch die Justierung des Drahtes eine verschiedene gewesen, wodurch die Größe Δ_0 wesentlich beeinflußt wird. Σ zeigt keine Abhängigkeit von der Drahtdicke. Die Unterschiede zwischen den verschiedenen Σ-Werten sind etwa von derselben Größenordnung wie die Änderungen der „Umkehrtemperatur" T. Es ist anzunehmen, daß die wahre Flammentemperatur bei den verschiedenen Beobachtungen nicht immer die gleiche war, da sie zum Teil in Abständen von mehreren Monaten, außerdem in verschiedenen Höhen ausgeführt wurden.

Der anfängliche Unterschied Δ_0 könnte nun dadurch bewirkt sein, daß T_U nicht mit der wahren Flammentemperatur identisch, sondern größer als diese ist. Andererseits aber hatten wir festgestellt, daß die „wirksame Flammenzone" immer einen gewissen, wenn auch geringen Abstand vom Draht hat. In dieser Entfernung aber hat die Abkühlung durch den Draht vielleicht schon um so viel nachgelassen, daß die wahre Temperatur daselbst in der Tat höher ist als unmittelbar am Draht. Messungen in der Umgebung des Drahtes sollen hierüber entscheiden.

b. Die Messungen in der Umgebung des Drahtes bei einer Reihe wachsender Drahttemperaturen.

Messungen 2)

α) Der Brenner wird in die „Ausgangsstellung“ für die Messungen oberhalb des Drahtes gebracht. Bei unnachgeheiztem Draht wird die „Umkehrtemperatur“ T_U als Funktion des vertikalen Abstandes x der „wirksamen Flammenzone“ vom Draht bestimmt, indem der Brenner erst langsamer dann schneller gesenkt wird.

β) Der Brenner wird in die Ausgangsstellung für Messungen seitlich vom Draht gebracht und T_U als Funktion des seitlichen Abstandes $\pm$ y gemessen, während die Flamme allmählich nach rechts bezw. links geschoben wird. Hierzu sei noch bemerkt, daß natürlich auch für Messungen seitlich vom Draht ein anfänglicher Unterschied Δ_0 von derselben Größenordnung wie bei den Messungen oberhalb des Drahtes besteht.

Da bei den dünnen Drähten die Justierung noch weit schwieriger ist als bei den dicken, habe ich diese Messungen zunächst nur mit stärkeren Drähten ausgeführt und zwar

Messung 2α) mit einem Platinrhodiumdraht von 0,845 mm Dicke.

Messung 2β) mit demselben Platinrhodiumdraht, außerdem mit einem Platindraht von 0,740 mm Dicke.

Die Ergebnisse der Messungen mit dem Platinrhodiumdraht werden durch die Kurven I in Fig. 15, bezw. Ir und Il in Fig. 16 wiedergegeben (ebenso in den Tab. 13a und b). Die „Umkehrtemperaturen“ T_U sind als Ordinaten, die Abstände x, bezw. $\pm$ y als Abszissen eingetragen. Anfangspunkt für die Abszissen (□) ist in allen Fällen der Berührungspunkt von Draht und „wirksamer Flammenzone“. Für ihn wird jedesmal die gleichzeitig gemessene wahre Drahttemperatur T_{P_0} als Ordinate eingetragen. Hiernach ist $\Delta_0 = T_{U_0} - T_{P_0}$ die Ordinatendifferenz zwischen dem ersten beobachteten Flammenpunkt und dem Berührungspunkt von Draht und Flamme; x_0, bezw. $\pm y_0$ (s. S. 47) ist die Abszisse des ersten beobachteten Flammenpunktes und gleich der Entfernung zwischen Draht und „wirksamer Flammenzone“ in der „Ausgangsstellung“. Der Abstand zwischen den beiden Abszissen-Anfangspunkten (□) der Kurven Ir und Il wird durch die Verschiebung des Brenners

bestimmt, welche erforderlich ist, um von der einen Seite des Drahtes auf die andere Seite zu gelangen, hängt also, wie schon bemerkt, von der Drahtdicke und der Justierung ab.

Die Kurven zeigen in der Tat, daß in der Nähe des Drahtes ein sehr rasches Anwachsen von T_U stattfindet. Von geringen Abweichungen abgesehen, verlaufen sie geradlinig, d. h. die Änderungsgeschwindigkeit der „Umkehrtemperatur" ist konstant. Macht man von dieser Konstanz Gebrauch, indem man die Kurven bis zum Schnittpunkt mit der Ordinatenachse, die ja die Tangente an den Meßdraht repräsentiert, geradlinig verlängert, so erhält man nun die nur noch sehr geringe Differenz zwischen T_U und T_P am Draht selbst.

Es ist in:

Messung: 2α) 2β) (Pt-Rh-Draht)

$$\Delta = 20^0 \quad \begin{cases} 15^0 \\ 10^0 \end{cases}$$

Diesen geringen Abweichungen zwischen der „Umkehrtemperatur" T_U und der wahren Flammen- oder Drahttemperatur T_P wird kaum eine Bedeutung beizumessen sein, zumal, wenn man berücksichtigt, daß für den Abstand x_0, bezw. $\pm y_0$ die kleinsten Werte eingesetzt wurden. Wie die Figuren zeigen, brauchten die Abstände nur ein wenig größer angenommen zu werden, damit $\Delta = 0$ wird. In der Kurve Ir (Fig. 16) z. B., bei der $\Delta = 15^0$ ist, müßte zu diesem Zweck der Abstand um $30^0 = 0{,}09$ mm, also von 0,11 auf 0,20 mm erhöht werden. Auf S. 48 habe ich gezeigt, daß, wenn der Draht nur einen Winkel von $0{,}5^0$ gegen die Richtung des Strahlenganges bildet, der Wert von y_0 bereits um 0,25 mm wächst.

Verfolgt man die Kurven weiter, so zeigt sich, daß oberhalb des Drahtes T_U etwa noch auf einer Strecke von 3 mm steil, von da ab ganz allmählich ansteigt. Bei den Messungen seitlich vom Draht erfolgt der steile Anstieg nur etwa 2 mm weit, wodurch aber bereits eine um etwa 100^0 höhere Temperatur erreicht wird als 3 mm oberhalb des Drahtes. Dann findet nur noch ein ganz allmähliches Ansteigen statt.

Aus den Messungen 1) (S. 48) ergab sich ferner, daß mit wachsender Stromstärke J die Differenz Δ allmählich abnimmt; schließlich wurde für ein bestimmtes $\bar{J}$

$$T_P = T_U = \Sigma$$

$T_U = \Sigma$ wird nun mit der wahren Temperatur der „wirksamen Zone“ identisch sein, wenn man zeigen kann, daß bei der Stromstärke $\bar{J}$ die Temperatur in der nächsten Umgebung des Drahtes so konstant ist, daß bis zu unserer „wirksamen Zone“ noch kein wesentlicher Anstieg erfolgt.

Zu diesem Zweck wurden nun, während der Draht mit konstanter Stromstärke $\bar{J}$ glühte, dieselben Messungen wie unter 2α) und 2β) ausgeführt[1]).

Messungen 3)

Bei konstantem $\bar{J}$, dessen Betrag natürlich von der Drahtdicke abhängt (vgl. Fig. 14), wird gemessen:

α) T_U als Funktion des vertikalen Abstandes x und zwar mit dem Platinrhodiumdraht von 0,845 mm Dicke und einem dünneren Platinrhodiumdraht von 0,430 mm Dicke.

β) T_U als Funktion des horizontalen Abstandes $\pm$ y, mit den gleichen Drähten.

Die Ergebnisse der Messungen 3 α) werden durch die Kurven II in Fig. 15 (Tab. 14 a), bezw. Fig. 17 (Tab. 15 a), die der Messungen 3 β) durch die Kurven IIr und II l in Fig. 16 (Tab. 14 b) bezw. Fig. 18 (Tab. 15 b) wiedergegeben. Sie sind in derselben Weise wie die zu den Messungen 2) gehörigen Kurven konstruiert. Die Bezeichnungen sind die gleichen wie bei den Messungen 2).

Die Kurven sind anfangs gerade Linien von sehr geringer Neigung, welche verlängert mit einer Abweichung von höchstens $\pm$ 5° durch den Anfangspunkt (□) gehen, also besagen, daß am Meßdraht selbst

$$T_U = T_P \pm 5^0, \qquad \text{d. h.}$$

T_U = der wahren Flammentemperatur $\pm$ 5°

ist; verfolgt man die Kurven weiter, so zeigt sich, daß der

---

[1]) Am Ausgangspunkt für diese Messungen bestand bisweilen doch eine kleine Differenz ($\pm$ 5°) zwischen T_U und T_P. Denn da alle die hier beschriebenen Beobachtungen möglichst schnell hintereinander ausgeführt werden sollten, so konnte das Zeichnen der Kurven und somit die genaue Bestimmung des Schnittpunktes Σ erst nach Beendigung derselben erfolgen. Ferner braucht auch der absolute Wert von Σ oberhalb und seitlich nicht derselbe zu sein. Der Grund hierfür kann erst später eingesehen werden (S. 68).

Anstieg von T_U unter der anfänglichen Neigung seitlich von den Drähten etwa noch 1 mm weit erfolgt, desgleichen oberhalb des dünnen Drahtes; oberhalb des dicken Drahtes noch 2 mm weit. Die Temperaturzunahme beträgt bis dahin noch 20—25°, dann steigen alle Kurven II ganz allmählich an; der Abstand zwischen ihnen und den Kurven I wird immer geringer.

Messung 4)

Es wurde nun noch eine Messung oberhalb des dicken Drahtes bei so starkem Heizstrom J ausgeführt, daß in der „Ausgangsstellung"

$$T_P > T_U$$ war (um 12°).

T_U wurde wiederum als Funktion des vertikalen Abstandes x gemessen. Die Resultate werden durch die Kurve IIa in Fig. 15 dargestellt (Tab. 16).

Mit wachsendem Abstand vom Draht sinkt T_U noch weiter unter T_P, um dann wieder zu steigen. Durch Verlängern der Kurve ergibt sich am Draht selbst:

$$T_U = T_P + 8°.$$

Die bisher besprochenen Messungen zeigen also, daß **die „Umkehrtemperatur" mit der wahren Temperatur des in der Flamme leuchtenden Dampfes identisch ist** und zwar in einem Intervall von etwa 1500—1800° Cels.[1]) und mit einer Genauigkeit von mindestens $\pm$ 10°.

Diese liegt innerhalb der für die Temperaturbestimmungen in § 6 angegebenen Fehlergrenzen.

Zu einer guten Betätigung dieser Resultate führt auch folgende Beobachtung: Da, wie wir sahen, die abkühlende Wirkung des Drahtes schon in äußerst geringer Entfernung von demselben bedeutend nachläßt, so liegt der Gedanke nahe, die „wirksame Flammenzone" zwischen zwei Meßdrähte einzuschließen, um auf diese Weise ein Gebiet möglichst konstanter Temperatur zu schaffen. Die Ausführung ist äußerst schwierig, da es fast unmöglich ist, die glühenden Drähte in dem erforderlichen Abstand von etwa 0,3 mm unbedingt parallel

[1]) Dieses Temperaturintervall kommt, wie wir gesehen haben, in ein und derselben Flamme durch die abkühlende Wirkung des Drahtes zustande, deren Größe von der Stärke des Stromes abhängt, mit welcher der Draht nachgeheizt wird.

nebeneinander herzuführen. Es gelang mir, eine exakte Beobachtungsreihe auszuführen, bei welcher sich mit zwei unnachgeheizten Drähten T_U zu 1469°, T_P zu 1448° (Cels.) ergab. Die Differenz

$$T_U - T_P \cong \Delta_0 = 21^0$$

ist also in der Tat geringer als bei den entsprechenden Beobachtungen mit nur einem Draht.

c. Die Temperaturverteilung in der Flamme.

Über die wahre Temperatur der gefärbten Flamme **ohne Draht** klären uns alle diese Messungen vorläufig noch nicht auf.

Der Umstand, daß für einen Heizstrom

$J \lessapprox \bar{J}$ in der nächsten Umgebung des Drahtes

$T_U > T_P$, und für einen Heizstrom

$J \gtrsim \bar{J}$

$T_U < T_P$ ist, spricht dafür, daß durch den Strom $\bar{J}$ dem Draht die durch Strahlung verlorene Energie annähernd ersetzt wird, und

$$T_U = T_P = \Sigma$$

bei der Stromstärke $\bar{J}$, nach dem Schmidtschen Gedankengang (vgl. S. 27), die Temperatur der Flamme ohne Draht ist. Es wurde aber ferner beobachtet, daß in gewissem Abstand vom Draht beim Heizstrom $J = \bar{J}$ die „Umkehrtemperatur" T_U doch noch ganz erheblich wächst, für

$J > \bar{J}$ nach kleinem Abfall auch wiederum ansteigt. Mit diesen Beobachtungen ist die Annahme, daß Σ die wahre Flammentemperatur (ohne Draht) liefert, nur vereinbar, wenn die nach den Messungen von H. Schmidt und E. Bauer bekannte Temperaturinhomogenität der Flamme quantitativ denselben Verlauf hätte.

Um dies festzustellen, entfernte ich den Draht aus der Flamme und bestimmte

Messungen 5)

α.) die „Umkehrtemperatur" T_U als Funktion des vertikalen Abstandes der „wirksamen Flammenzone" vom Brennerrand,

β.) den Verlauf von T_U längs der kürzeren Mittellinie (2 cm) des Flammenquerschnittes, also senkrecht zu der Richtung des Drahtes, in demselben Horizontalschnitt, in dem bei den vorangegangenen Messungen der Draht lag.

Die Messungen 5 α) wurden im Anschluß an die Beobachtungen mit dem Draht vom Durchmesser 0,430 mm ausgeführt. Tab. 17 a gibt die Resultate, die in Fig. 19 graphisch dargestellt werden. x bedeutet hier den Abstand der „wirksamen Flammenzone" vom Brennerrand (in Millimetern). Der Teil der Kurve, der für den Vergleich mit den oberhalb des Meßdrahtes bestimmten „Umkehrtemperaturen" in Betracht kommt, ist in vergrößertem Maßstab als Kurve III in Fig. 17 eingetragen. Im Anschluß an die Messungen mit dem dicken Platinrhodiumdraht (d = 0,845 mm) wurde T_U nur in denjenigen Höhen bestimmt, in denen zuvor die Messungen oberhalb des Drahtes erfolgten. Kurve III (Figur 15) gibt die graphische Darstellung.

Die Messungen 5 β) wurden erstens im Anschluss an die Beobachtungen mit dem dünnen Platinrhodiumdraht in einem 1,5 cm über dem Brennerrand liegenden Horizontalschnitt ausgeführt; und zwar wurde T_U in Abständen von je 0,55 mm gemessen, wofür natürlich immer andere schmale Flammenzonen zu färben waren. Die Ergebnisse sind in Tab. 17 b zusammengestellt. Die Horizontalabstände $\pm y$ der beobachteten Flammenzonen von der langen Mittellinie (y = 0) des Flammenquerschnitts sind wieder in Winkelgrad angegeben (180^0 = 0,55 mm). Die graphische Darstellung der Temperaturverteilung ist bereits durch Fig. 4 gegeben, durch welche die in § 5 angestellten Betrachtungen (s. S. 28) veranschaulicht werden sollten[1]). Die Form der Kurve ist sehr ähnlich wie bei E. Bauer und H. Schmidt. Das Temperaturmaximum im äußeren Verbrennungskegel (1868^0 Cels.) stimmt zahlenmäßig ebenfalls gut mit dem von Bauer erhaltenen Wert überein

[1]) Es wird auffallen, daß während die Flamme in Wirklichkeit nur 2 cm breit ist, die Kurve eine Breite von etwa 24 mm vortäuscht. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die äußerste „wirksame Flammenzone" auch dann noch eine Umkehr bewirkt, wenn sie nicht mehr symmetrisch zum Strahlengang liegt, daß ferner kleine Bewegungen am Rande der Flamme stattfinden.

(1850°)[1]). Dagegen ist, wie schon erwähnt, das Minimum in der Mitte nur 75° niedriger als das Maximum, während bei Bauer und bei Schmidt diese Differenzen 150—200° betragen. Die Größe dieser Differenz hängt von der Zusammensetzung des Gas-Luftgemisches und der Ausströmungsgeschwindigkeit desselben ab, welche durch die Brennerform und den Gasdruck bedingt sind. Genaue quantitave Messungen hierüber habe ich noch nicht angestellt. In gewissem Grade aber erkennt man die Temperaturverteilung an der Form der Flamme; je gestreckter sie ansteigt, um so homogener ist die Temperatur; bei großen Temperaturunterschieden dagegen sind die Flammenränder nach außen hin gewölbt. Bauer hat im Zentrum der Flamme die Abhängigkeit der Temperatur von der Zusammensetzung des explosiven Gemisches ermittelt[2]). Bei 18% Leuchtgas erreicht die Temperatur in der Mitte der Flamme ein Maximum und ist dann annähernd so hoch wie sonst in dem äußeren Verbrennungskegel. Doch wurde die Temperaturverteilung in diesem Falle noch nicht gemessen. Eine vollkommen homogene Flamme herzustellen, wie sie für viele Versuche wünschenswert wäre, wird wohl nicht möglich sein. Es könnte vielleicht gelingen, den Primärluftgehalt des Bec Méker, der ja ein sog. Selbstbrenner ist, so groß zu machen, daß das Leuchtgas vollkommen verbrannt wird, der Außenkegel also nicht zustande kommt. Dann müßte aber ein allmählicher Temperaturabfall vom Innenkegel nach außen hin erfolgen, ähnlich wie bei der gespaltenen Flamme, welche Teclu[3]) einerseits, Smithell und Ingle[4]) andererseits herstellten, indem sie durch ein Glasrohr den Außenkegel von der übrigen Flamme trennten. Eine solche Verteilung, besonders wenn sie sich so erzeugen ließe, daß sie durch eine einfache Funktion darstell-

---

[1]) E. Bauer, l. c. p. 158.

[2]) E. Bauer, l. c. p. 158. Die ganz enorme Abhängigkeit der Flammentemperatur vom Gasdruck konnte ich jeden Abend unfreiwillig beobachten, wenn zum Zwecke der Selbstzündung der Gaslaternen der Druck in der städtischen Gasleitung erhöht wurde. Dann stieg die Flammentemperatur um etwa 100°.

[3]) Journal f. prakt. Chemie, 44 p. 246 (1891). Eine eingehende Besprechung der Vorgänge in der Bunsenflamme findet man in den Arbeiten von F. Haber, z. B. „Über den Innenkegel der Bunsenflamme", Zeitschr. f. phys. Chemie, 68, p. 726 (1910).

[4]) Journ. Chemie Soc. 61 p. 204 (1892).

bar wäre, würde sich für die Berechnung der Vorgänge in inhomogenen Flammen jedenfalls besser eignen, als die Temperaturverteilung in der Bunsenflamme, bezw. im Bec Méker.

Der mittlere Teil der Kurve in Fig. 4, der den Temperaturverlauf in demjenigen Gebiet der Flamme wiedergibt, in welchem T_U seitlich des Drahtes durch die Messungen 2) und 3) ermittelt wurde, ist wiederunm in vergrößertem Maßstab in Fig. 18 als Kurve III r, l dargestellt. Dieselben Messungen, jedoch nur in dem Flammenteil, der für den Vergleich mit den bei Anwesenheit des Drahtes gemessenen „Umkehrtemperaturen" interessiert, wurden im Anschlusse an die Beobachtungen mit dem dicken Draht angestellt. Die Resultate sind durch Tab. 18 und Kurve III r, l (Fig. 16) gegeben.

Sämtliche durch die Messungen 5) gewonnenen Kurven zeigen, daß bei der Stromstärke $\bar{J}$ in der Nachbarschaft des Drahtes T_U kleiner ist als an den gleichen Flammenpunkten, wenn der Draht entfernt wird. Dieser Unterschied nimmt in größerer Entfernung vom Draht ab und erreicht schließlich einen konstanten Wert, so daß nun die Kurven II und III in den verschiedenen Figuren annähernd parallel verlaufen. Seitlich von dem dicken Draht wird diese konstante Differenz schon im Abstand von etwa 1 mm, also schneller erreicht als oberhalb des Drahtes (3 mm); oberhalb des dünnen Drahtes auch bei ungefähr 1 mm Abstand, also ebenfalls schneller als oberhalb des dicken Drahtes. Die übrig bleibende Differenz ist seitlich vom Draht geringer als oberhalb. Sie beträgt 10^0, bezw. 30^0 bei den Messungen mit dem dicken, 20^0 bezw. 30^0 bei den Messungen mit dem dünnen Draht. Auch für den Heizstrom $J > \bar{J}$ (Kurve IIa, Fig. 15) bleiben schließlich die Werte von T_U kleiner als die entsprechenden „Umkehrtemperaturen", wenn der Draht aus der Flamme entfernt wird.

Hiernach kann die zur Stromstärke $\bar{J}$ gehörige Drahttemperatur $T_P = T_U = \Sigma$ jedenfalls nicht die Temperatur sein, die an der betreffenden Stelle der Flamme herrscht, wenn der Draht nicht eingeführt wird.

Bei der Entwickelung der Methode (§ 5) war gezeigt worden, daß infolge der Wärmeleitung der Draht auch dann eine falsche, in unserem Falle zu kleine Flammentemperatur

vortäuschen könnte, wenn ihm die ausgestrahlte Energie durch elektrisches Nachheizen gerade ersetzt wird. Doch kann dies nicht der einzige Grund für die beträchtliche Differenz der annähernd gleichen Draht- und „Umkehrtemperatur“ beim Strome $\bar{J}$ und der ohne Draht in der Flamme bestimmten „Umkehrtemperatur“ sein: Die Kurve IIa (Fig. 15) könnte dann unmöglich unterhalb der Kurve III verlaufen, auch müßten die Kurven II allmählich ganz in die Kurven III übergehen. Ich glaube vielmehr, wie auch Schmidt in Erwägung gezogen hat[1]), daß die Vorgänge in der Flamme durch die Anwesenheit des Meßdrahtes gestört werden. Die in die Höhe steigenden Gase brechen sich am Draht, wodurch ihre Geschwindigkeit verringert wird[2]). Die Schmidtsche Methode, d. h. der Draht, dem die ausgestrahlte Energie elektrisch ersetzt wird, würde dann immer nur die Temperatur der durch den Draht gestörten Flamme liefern.

Bisher habe ich jedoch nur aus der Konstanz der „Umkehrtemperatur“ in der nächsten Umgebung des Drahtes beim Strome $\bar{J}$ auf die Identität der Temperatur Σ mit der nach der Schmidtschen Methode bestimmten wahren Flammentemperatur geschlossen. Um einen genauen Vergleich vornehmen zu können, habe ich auch die Bestimmung nach der Schmidtschen Methode ausgeführt. Sie soll in § 8 besprochen werden und wird zur Gegenüberstellung folgender Größen führen:

$\Sigma = T_P = T_U$ = Draht- und „Umkehrtemperatur“ beim Strome $\bar{J}$,

S = wahre Temperatur der Flamme nach der Schmidtschen Methode,

S_U = „Umkehrtemperatur“ dicht oberhalb des Drahtes, wenn der Draht die Temperatur S hat,

T = „Umkehrtemperatur“ der Flamme ohne Draht, an derselben Stelle wie S und S_U gemessen.

---

[1]) l. c. p. 27.

[2]) Leider erst nach Abschluß meiner Messungen las ich eine diesbezügliche Bemerkung von Féry, C. R. 137 p. 909 (1903): „Les gas présentent une certaine viscosité et la présence d'un corps solide même de petites

T bezeichne ich nach den Resultaten der vorangegangenen Messungen als die wahre Temperatur der Flamme ohne Draht. In dem Horizontalschnitt der Flamme, in dem die Beobachtungen angestellt werden, ist T jedesmal die tiefste Temperatur. Denn es wird am Schnittpunkt der beiden Mittellinien des Flammenquerschnittes gemessen, für welche die Temperaturverteilung durch die Kurven in Fig. 4 und Fig. 20 dargestellt wird. Die Aufnahme der Kurve (Fig. 4) wurde schon auf S. 55 beschrieben. Die Kurve in Fig. 20, die die Temperaturverteilung längs der langen Mittellinie zeigt, konnte nicht in gleicher Weise gewonnen werden. Denn wenn man zu diesem Zweck die Flamme mit ihrer kurzen (2 cm) Seite parallel zum Strahlengang aufstellen und allmählich senkrecht durch denselben hindurchführen würde, so kämen in jeder Stellung auch die von vorn und hinten vorgelagerten heißen Zonen zur Wirkung. Ich ließ daher den Brenner mit seiner langen Mittellinie parallel zum Strahlengang stehen und färbte die Flamme nacheinander an verschiedenen Punkten dieser Mittellinie. Die so erhaltenen „Umkehrtemperaturen" sind Mittelwerte für Flammenzonen von etwa 1 cm Länge, innerhalb welcher der Temperaturverlauf allerdings nicht festgestellt werden kann. In dieser Weise ist die Darstellung in Fig. 20 aufzufassen.

§ 8.

Bestimmung der „wahren" Flammentemperatur nach der Schmidtschen Methode.

Die Temperaturbestimmung nach der Schmidtschen Methode (vgl. S. 27) erfordert:

a. die Aufnahme der sog. „Ausstrahlungskurve", welche die von der Längeneinheit eines horizontral ausgespannten, elektrisch geglühten Drahtes ausgestrahlte Energie E in absolutem Maß (Watt) als Funktion der gleichzeitig im Pyrometer ermittelten Temperatur T_P des Drahtes darstellt; bei der Aufnahme dieser Kurve ist auch der Drahtwiderstand pro Zentimeter aus Stromstärke und Spannung als Funktion der Temperatur zu bestimmen,

---

dimensions, diminue la vitesse des tranches gazeuses, qui l'entourent". Hierdurch wird erklärt, daß ein Platindraht von 0,02 mm z. B. in der gewöhnlichen Bunsenflamme schmilzt, die beim Schmelzen entstehende Perle aber alsbald erstarrt.

b. die Aufnahme der sog. „Flammenkurve“. Diese stellt die Energie E, welche dem in der Flamme glühenden Draht pro cm elektrisch zugeführt und aus Stromstärke und Widerstand berechnet wird, als Funktion der wiederum gleichzeitig im Pyrometer gemessenen Temperatur T_P dar. Der Schnittpunkt dieser beiden Kurven liefert die Temperatur der Flamme.

a. Aufnahme der „Ausstrahlungskurve“.

α. Versuchsanordnung.

Fig. 21 zeigt die Versuchsanordnung, welche in allen wesentlichen Punkten der Schmidtschen Anordnung gleicht. Die Temperaturbestimmung der vom Meßdraht Dr beleuchteten Mattscheibe M durch das Pyrometer ist in § 6a beschrieben worden; sie erfolgt von einer Seite aus.

Die von dem elektrisch geglühten Drahte ausgestrahlte Energie wird von der gegenüberliegenden Seite aus mit einer Rubenschen Thermosäule Th, mit reflektierendem Konus, gemessen, welche 60,5 cm vom Draht entfernt aufgestellt ist. Der Thermostrom geht durch ein spannungsempfindliches Deprez-D'Arsonval-Galvanometer G (27,5 Ω innerer Widerstand), dessen Ausschläge auf 0,1 Sk-T genau abzulesen sind. Der große Blechkasten B und die vom Beobachter aus aufzuziehende Metellklappe K enthalten Wasser von Zimmertemperatur. P ist ein weites, schwarzes Papprohr, das bis zum Diaphragma D mit Sammetpapier ausgelegt ist. Die Dimensionen sind so berechnet, daß Strahlen, die von den Wänden reflektiert werden, nicht zur Thermosäule gelangen können. Bei H schließlich ist ein mit Ruß geschwärztes Blechkästchen angebracht, welches dauernd von Wasser durchflossen wird, um einen konstanten Hintergrund für den strahlenden Körper zu bilden; vor den Messungen mit dem Pyrometer wird es nach oben gezogen.

Die Heizvorrichtung für den Draht, ebenso die Apparate zur Bestimmung des Stromes und der Spannungsdifferenz an den Enden des Drahtes sind in der Figur skizziert.

β. Eichung von Thermosäule und Galvanometer.

Die dem in der Flamme glühenden Draht zugeführte Energie wird in Watt gemessen; es ist vorteilhaft, die ausgestrahlte Energie in demselben Maß zu kennen. Thermosäule und Galvanometer wurden deshalb in Watt geeicht.

Der hierbei von Schmidt[1]) verwendeten Methode liegt die folgende Annahme zugrunde: Von der Energie, die ein jeder an der Stelle Dr liegender zylindrischer Körper pro cm allseitig ausstrahlt, wird praktisch immer derselbe Bruchteil auf die Thermosäule fallen. Durch die verschiedenen Diaphragmen wird bewirkt, daß von einem jeden solchen Körper ein gleichlanges Stück in Wirksamkeit tritt. Dann kann aus dem Ausschlag des Galvanometers die jeweils von der Längeneinheit nach allen Richtungen hin ausgestrahlte Energie bestimmt werden, wenn bekannt ist, welcher ausgestrahlten Energie ein Ausschlag von 1 Sk-T entspricht.

Letzteres wird mit Hilfe eines zylindrischen schwarzen Körpers von 100° ermittelt. Die von der Flächeneinheit eines schwarzen Körpers von 100° C. gegen die Umgebung von 0° ausgestrahlte Energie beträgt nach Kurlbaum[2])

$$S_{100} - S_0 = 0{,}0731 \frac{\text{Watt}}{\text{qcm}}$$

Als schwarzer Körper dient ein berußtes Messingrohr von 8 mm Durchmesser, durch welches Wasserdampf von 100° geleitet wird. Es wird so justiert, daß seine Achse an die Stelle zu liegen kommt, an der sich später der Draht befindet.

Der durch das Rohr bewirkte Gesamtausschlag zwischen 100° und 0° betrug 9,3 Sk-T. Hieraus folgt, nach der von Schmidt angegebenen Rechnung, daß einem Ausschlag von 1 Sk-T die Energie von

$$\frac{0{,}1726}{9{,}3} = 0{,}0186 \text{ Watt (pro Längeneinheit)}$$

entspricht.

Die einzelnen Einstellungen wichen nie um mehr als 0,1 Sk-T von einander ab. Da sich aber der Gesamtausschlag aus 4 Einzeleinstellungen zusammensetzt, und bei jeder derselben, infolge des Schätzens, ein Fehler von 0,1 Sk-T gemacht werden kann, so beträgt der Gesamtfehler 4,3 %.

---

[1]) l. c. p. 6—9.

[2]) F. Kurlbaum, Wied. Ann. 65 p. 746 (1898). Der hier eingeführte Wert von $S_{100} - S_0$ entspricht dem Wert $5{,}32 . 10^{-12}$ der Konstanten σ des Stefan-Boltzmannschen Gesetzes. Bei der Diskussion der Resultate wird die Abhängigkeit der endgültig bestimmten Temperaturen von dem für σ eingeführten Wert beleuchtet werden.

Um die Versuchsanordnung zu prüfen, habe ich noch die folgenden Messungen ausgeführt: Wie H. Schmidt bemerkt, könnte daraus ein Fehler resultieren, daß der reflektierende Konus der Thermosäule für verschiedene Wellenlängen verschiedenes Reflexionsvermögen hat, und das Gebiet maximaler Emission bei dem glühenden Draht ein anderes ist als bei dem Dampfrohr. Daher habe ich das Verhältnis der Ausschläge durch den Draht von bestimmter Temperatur und durch das Dampfrohr mit und ohne Konus ermittelt. Die Abweichung betrug 2 % (durch den Konus werden die Ausschläge auf das 4fache erhöht). Ferner habe ich mich davon überzeugt, daß dieses Verhältnis konstant bleibt, wenn man Rohr und Draht in größerer Entfernung von der Thermosäule aufstellt. In dritter Linie wurde das Entfernungsgesetz geprüft, indem die Thermosäule in verschiedenen Abständen vor der „wirksamen" Blende Aufstellung fand. Schließlich beobachtete ich die Proportionalität der Galvanometerausschläge mit der 4. Potenz der absoluten Temperatur, wenn der auf verschiedene Temperaturen geheizte schwarze Körper gegen das Thermoelement strahlte. Diese letzten Messungen fielen auf $2\frac{1}{2}$ % genau aus.

γ. Messungen.

Die Messungen wurden in derselben Reihenfolge wie bei Schmidt vorgenommen. Der Draht wurde mit bestimmter Stromstärke geheizt und seine Temperatur T_P im optischen Pyrometer unter Zwischenschaltung der Mattscheibe gemessen. Die Stromstärke J und die Spannung V an den Enden eines Drahtstückes, dessen Länge in kaltem Zustand ermittelt worden war, wurden gleichzeitig abgelesen und hieraus der Drahtwiderstand pro Längeneinheit berechnet. — Die Berechnung führte ich in derselben Weise wie Schmidt[1]) aus; die thermische Ausdehnung des in Frage kommenden Drahtstückes und ein kleiner Temperaturabfall an den Enden desselben, dessen Größe ich bei meiner Versuchsanordnung zuvor ermittelte, wurden dabei berücksichtigt. — Alsdann wurde das Wasserkästchen H (s. Fig. 21) heruntergelassen und unter Konstanthaltung des Stromes J, der durch die Strahlung hervorgerufene Galvanometerausschlag Sk beobachtet, aus welchem sich die pro cm ausgestrahlte Energie ergibt. Schließlich wurde noch der Aus-

[3]) l. c. p. 15.

schlag durch den Hintergrund ermittelt und in Anrechnung gebracht. Durch allmähliges Steigern des Stromes J wurden in dieser Weise die verschiedenen Punkte der „Ausstrahlungskurve“ gewonnen. Jedesmal wurden mindestens 5 Einstellungen mit dem Pyrometer und 5 Beobachtungen der Galvanometerausschläge ausgeführt.

Schmidt hat die Strahlungsmessungen immer vor und nach den Aufnahmen der „Flammenkurven“ ausgeführt und anfänglich ein Anwachsen der ausgestrahlten Energie beobachtet. Er macht dann aber die Erfahrung, daß der Draht, wenn man ihn vor den Messungen bei hohen Temperaturen intensiv glüht, späterhin seine Strahlungseigenschaften nicht mehr wesentlich ändert. Diese Erfahrung hat sich bei meinen Messungen bestätigt[1]).

Die „Ausstrahlungskurven“ wurden mit den beiden Platinrhodiumdrähten von 0,430 mm und 0,845 mm Dicke, welche für alle Arten der in § 7 beschriebenen Untersuchungen dienten, aufgenommen. Die Strahlungsmessungen mit dem dünnen Draht sind vor und nach den Beobachtungen beim Glühen des Drahtes in der Flamme ausgeführt; die beiden Kurven zeigen keine systematischen Abweichungen. Die Messungen mit dem dicken Draht wurden erst nach Aufnahme der sog. „Flammenkurve“ angestellt. Die Resultate der Strahlungsmessungen sind in den Tab. 19, 20, 21 gegeben; es ist:

J der Heizstrom (in Amp.),
V die Spannung (in Volt),
L die Länge des Drahtstückes, an dessen Enden V gemessen wird (in cm),
w der berechnete Drahtwiderstand pro cm (in Ohm),
T_P die wahre Drahttemperatur (in Cels. ° und abs.),
Sk die Galvanometerausschläge (in Sk-T, 1 Sk-T = 0,0186 Watt),
E die daraus berechnete Energie (in Watt).

Auf die Bedeutung der Größen a und $\bar{E}$ in den beiden letzten Kolumnen werde ich alsbald eingehen.

---

[1]) Herr Geheimrat Lummer und Herr Prof. Pringsheim haben mich hierauf schon vor Beginn meiner Messungen besonders aufmerksam gemacht. Vgl. auch O. Lummer, Optik in Müller-Pouillets Lb. d. Phys. Bd. II (1909) p. 644.

Nach den experimentellen Untersuchungen von Lummer und Kurlbaum[1]) wird die Gesamtstrahlung des blanken Platins durch die Gleichung

$$E = C \cdot T^5 \text{ (abs. Temp.)}$$

dargestellt. Bei dem Exponenten 5 ist der aus den gemessenen Temperaturen und Energien berechnete Wert von C bis hinauf zu 1761° (abs.) mit größter Genauigkeit konstant[2]). Bei 1761° z. B. verhält sich nach Lummer-Kurlbaum die Platinenergie zu der des gleichtemperierten schwarzen Körpers wie 1 : 5,6.

Der hiernach berechnete Wert von C beträgt:

$$C = 1{,}29 \cdot 10^{-16} \frac{\text{g-Cal}}{\text{cm}^2 \cdot \text{sec}}$$ [3])

Um zu untersuchen, inwieweit das Platingesetz bei den Ergebnissen meiner Messungen erfüllt ist[4]), berechnete ich erstens für alle beobachteten Temperaturen die Größe

$$a = \frac{E}{T_P{}^5 \text{ (abs.)}} \cdot 10^{17}$$

Die Werte sind in die vorletzte Kolumne der Tab. 19 und 21 eingetragen und weichen, natürlich bei ein und demselben Draht, nur sehr wenig voneinander ab. Für den Meßdraht von 0,430 mm Durchmesser ergibt sich im Mittel:

$$\bar{a} = 7{,}238$$

$\pm$ 3 % größte Abweichung

eines einzelnen Wertes vom Mittelwert, für den Draht von 0,845 mm Durchmesser

$$\bar{a} = 14{,}03 \pm 2\ \%.$$

---

[1]) O. Lummer u. F. Kurlbaum, Sitzungsber. d. Phys. Ges. zu Berlin, 17 p. 106 (1898).

[2]) Herr Geheimrat Lummer machte mich darauf aufmerksam, daß sich ebenfalls annähernd konstante Werte für C ergeben, wenn der Exponent = 5,13 gesetzt wird.

[3]) Bei dieser Berechnung ist für die Konstante σ des Stefan-Boltzmannschen Gesetzes der ursprüngliche Kurlbaumsche Wert

$$\sigma = 5{,}32 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Watt}}{\text{cm}^2} = 1{,}28 \cdot 10^{-12} \frac{\text{g-Cal}}{\text{cm}^2 \text{ sec}}$$

eingeführt.

[4]) Ich möchte noch einmal darauf hinweisen, daß die von mir verwendeten Drähte aus 10%igem Pt-Rh bestanden; aber auch aus den Messungen der Gesamtstrahlung scheint hervorzugehen, daß die Strahlungseigenschaften innerhalb der Fehlergrenze mit denen des reinen Platins übereinstimmen.

Da E die von der Längeneinheit des zylindrischen Körpers ausgestrahlte Energie ist, so muß es, ebenso ā dem Drahtdurchmesser proportional sein. Die aus den Schmidtschen Messungen berechneten Werte für ā sind, natürlich unter Berücksichtigung des Drahtdurchmessers, etwa 10 % größer als die meinigen. Dagegen habe ich aus dem oben angegebenen Lummer-Kurlbaumschen Wert von C, der ja für die Strahlung von 1 qcm gilt und in $\frac{\text{g-Cal}}{\text{cm}^2 \cdot \text{sec}}$ gemessen ist, die Größen ā berechnet, d. h. also die Strahlungskonstanten für die Oberfläche der Längeneinheit der von mir benützten Drähte (in Watt $\cdot 10^{-17}$), und fand

ā = 7,248 für den Draht vom Durchmesser d = 0,430 mm
ā = 14,23 " " " " d = 0,845 mm

Diese vollkommene Übereinstimmung der aus meinen Messungen folgenden Mittelwerte ā mit den berechneten Werten ist wohl zufällig, besonders da die Fehlergrenze für die Eichung von Thermosäule und Galvanometer fast 5 % betrug, wie auf S. 61 auseinandergesetzt wurde. Jedenfalls aber ist das Lummersche Platingesetz durchaus bei meinen Messungen erfüllt.

Mit Hilfe der nach Lummer-Kurlbaum berechneten Werte von ā für die verschiedenen Drahtdicken ermittelte ich daher nach dem Platingesetz die Energien $\overline{E}$, die in der letzten Kolumne der Tab. 19 und 21 angegeben sind. Sie unterscheiden sich nur unbedeutend von den gemessenen Werten und wurden zur Konstruktion der „Ausstrahlungskurven" benutzt. Es sind dies die Kurven I in Fig. 22, für den Draht von 0,430 mm Dicke, in Fig. 23, für den Draht von 0,845 mm Dicke. Die beobachteten E-Werte sind in die Kurven eingetragen. (In Kurve I, Fig. 22 sind auch die bei der 2. Strahlungsmessung gewonnenen E-Werte vermerkt.)

Bei dem dünnen Draht zeigt sich keine systematische Abweichung der berechneten und gemessenen Werte. Bei dem dicken Draht konnten die Messungen nur im Intervall von 1300—1700° Cels. ausgeführt werden[1]). Bereits in diesem

[1]) Bei 1700° Cels. mußte der Draht nämlich schon mit 30 Amp. geheizt werden; eine noch höhere Stromstärke konnte ich bei der benützten Stromzuführung nicht hineinschicken.

Bereich nehmen die Werte von a allmählich etwas ab (Tab. 21), was ich mir dadurch erkläre, daß der Draht am Anfang der Strahlungsmessung 0,845 mm, am Ende nur noch 0,840 mm dick war. Beim Glühen müssen die Drähte nämlich nachgespannt werden; dabei ließ sich der dicke Draht sehr schwer handhaben und wurde voraussichtlich zu stark angezogen. Bei der Berechnung der $\overline{E}$-Werte habe ich aber durchweg den Durchmesser zu 0,845 mm angenommen, da der Draht ja bei den zuvor in der Flamme angestellten Beobachtungen diese Dicke hatte, und es letzten Endes auf den Schnittpunkt der „Ausstrahlungskurve" und der in diesem Falle also vorher aufgenommenen „Flammenkurve" ankommt. Der bei 1700° gemessene Wert weicht daher von der berechneten Kurve bereits um 3 % ab; darüber hinaus muß die Kurve als extrapoliert bezeichnet werden. Ich möchte jedoch schon hier bemerken, daß eine Änderung der Strahlungsenergie um mehrere Prozent auf den Wert der nach der Schmidtschen Methode bestimmten Flammentemperatur nur ganz geringen Einfluß hat (vgl. S. 74).

b. Aufnahme der „Flammenkurve".

Die Größen, welche zur Konstruktion der Schmidtschen „Flammenkurven" erforderlich sind, ergeben sich aus den bereits in § 7 beschriebenen Messungen. Es braucht nur eine Umrechnung und eine andere graphische Darstellung der Resultate vorgenommen zu werden. Bei den Messungen 1) (vgl. S. 48, Tab. 11 a—e, Fig 14 a—e) wurden die Drähte in der Flamme geglüht, stufenweise elektrisch nachgeheizt und ihre wahre Temperatur T_P, gleichzeitig auch die „Umkehrtemperatur" T_U dicht oberhalb des Drahtes als Funktion der Stromstärke J gemessen. Für hier kommen nur die beiden Drähte von 0,430 mm und 0,845 mm Dicke in Betracht, für welche auch die „Ausstrahlungskurven" aufgenommen wurden. Da bei dieser Gelegenheit w als Funktion der Temperatur bestimmt wurde, so kann man nun aus J und w die dem Draht elektrisch zugeführte Energie in Watt berechnen und in einer Kurve als Funktion der Drahttemperatur T_P, gleichzeitig auch in einer zweiten Kurve als Funktion der „Umkehrtemperatur" T_U darstellen. Erstere ist die Schmidtsche „Flammenkurve". Letztere

muß bei der Stromstärke $\bar{J}$ oder der entsprechenden Energie $\bar{E}$ nach dem Vorangegangenen mit ihr identisch sein.

In den Tab. 22 und 23 werden die folgenden Größen zusammengestellt:

T_P = wahre Drahttemperatur (Cels.°),
T_U = „Umkehrtemperatur“ „
J = Heizstromstärke des Meßdrahtes (Amp.),
w = Widerstand pro cm (Ω),
E = Energie, aus J und w berechnet (in Watt).

Die graphische Darstellung von E als Funktion von T_P, bezw. T_U erfolgt in den Kurven II und III in Fig. 22 für den dünneren, in Fig. 23 für den dickeren Draht.

In diesen Figuren betrachten wir nun: den Schnittpunkt Σ der Kurven II und III, an welchem $T_U = T_P = \Sigma$ für eine bestimmte zugeführte Energie $\bar{E}$ (früher Stromstärke $\bar{J}$), den Schnittpunkt S der Kurven I und II, der nach der Schmidtschen Methode die wahre Flammentemperatur S liefert, die bei der Drahttemperatur S dicht am Draht gemessene „Umkehrtemperatur“ S_U, die der Kurve III zu entnehmen ist, und schließlich die nach Entfernung des Drahtes an der gleichen Stelle der Flamme bestimmte „Umkehrtemperatur“ T.

Es ergibt sich für den Draht von 0,430 mm Dicke, in einer Höhe h = 15 mm über Brennerrand:

$\Sigma = 1746°$,
$S = 1756$,
$S_U = 1752$,
$T = 1793$,

für den Draht von 0,845 mm Dicke, in der Höhe h = 12 mm über Brennerrand:

$\Sigma = 1733°$,
$S = 1726$,
$S_U = 1729$,
$T = 1777$.

Bei dem dünnen Draht ist also:

$\Sigma - S = - 10°$,

„ „ dicken „ „ $\Sigma - S = + 7°$.

Diese Differenz ist so minimal, daß man die Temperaturen Σ und S innerhalb der Fehlergrenzen als identisch bezeichnen muß, wie schon nach den Messungen 3) § 7 vermutet wurde. Für die Identität von Σ und S spricht auch der überaus geringe Unterschied zwischen S und S_U, welcher zeigt, daß am Punkte S ebenso wie am Punkte Σ vom Draht bis zur „wirksamen Flammenzone" noch keine merkliche Temperaturänderung stattgefunden hat.

Da Σ (oder S_U), als „Umkehrtemperatur" aufgefaßt, nach den Betrachtungen in § 7 die wahre Temperatur der Flamme mit Draht an dem beobachteten Flammenort liefert, so gilt in der Tat das Gleiche für die Drahttemperaturen Σ und S. Die Ungenauigkeit, die der Schmidtschen Temperaturbestimmung infolge der Wärmeleitung des Drahtes anhaften könnte, liegt also jedenfalls innerhalb der Fehlergrenzen. Allerdings gilt dies nach den angestellten Beobachtungen nur für den Mittelpunkt der Flamme, in dem ja auch der Temperaturanstieg nach den beiden Richtungen hin sehr allmählich erfolgt.

Von der Bedeutung des Punktes Σ ganz abgesehen, ergibt sich, daß die im Mittelpunkt eines bestimmten Horizontalschnittes der Flamme bei Anwesenheit des Drahtes gemessene „Umkehrtemperatur" bis auf 4° mit der nach der Schmidtschen Methode ermittelten wahren Temperatur der Flamme übereinstimmt.

Ein wesentlicher Unterschied besteht nun aber zwischen den Temperaturen S ($= \Sigma = S_U$) und der Temperatur T, die im Mittelpunkt der Flamme nach Entfernung des Drahtes durch „Umkehr" bestimmt wird. Nach den Untersuchungen in § 7 ist T mit der wahren Temperatur identisch; diese ist also mit und ohne Draht verschieden; bei dem dünnen Draht beträgt der Unterschied 37°, bei dem dicken Draht 51°. Diesen Unterschied möchte ich also auf eine Störung der Flamme durch den Draht zurückführen; ob sie für einen dickeren Draht wesentlich größer ist als für einen dünnen, läßt sich hiernach noch nicht entscheiden. Aus den Messungen in § 7 (vgl. Fig. 15, 16, 17 und 18) geht aber hervor, daß sie oberhalb und seitlich vom Draht nachläßt und zwar oberhalb langsamer als seitlich bei dem dünnen Draht schneller als bei dem dicken, jedoch auch in größerer Entfernung vom Draht nicht ganz aufhört.

Nach der Schmidtschen Methode bestimmt man also die durch Anwesenheit des Drahtes erniedrigte Flammentemperatur. Auch bei Schmidt ergibt sich ein Unterschied zwischen der mit dem Meßdraht (von 0,5 mm Dicke) bestimmten Flammentemperatur und der „Emissions"- oder „spezifischen" Temperatur der Kohlensäurebande, die in der gleichen Flamme, aber natürlich ohne Draht ermittelt wird. Die Differenz beträgt 30°, ist also von derselben Größenordnung wie die in der vorliegenden Arbeit beobachtete. Auch die von Bauer gemessenen „Umkehrtemperaturen" sind höher als die von Schmidt gefundenen Flammentemperaturen (vgl. Einl. S. 9). Sehr wahrscheinlich kann der Grund hierfür in einer Verschiedenheit der benützten Flammen liegen. Bauer führt außerdem an, daß für die Platinstrahlung Abweichungen vom Lambertschen Gesetz bestehen, daß schließlich der Wert, der für die Konstante des Stefan-Boltzmannschen Gesetzes bei der Eichung der Thermosäule benutzt wird, das Resultat wesentlich beeinflußt[1]). Die Größe dieses Einflusses soll noch diskutiert werden[2]); wichtig ist aber, daß die Temperaturen Σ und S_U, die mit der Schmidtschen Temperatur S auf $\pm$ 10° übereinstimmen, von jener Konstante gänzlich unabhängig sind. Ich glaube also, daß die Differenz zwischen den Schmidtschen und den Bauerschen Resultaten zum großen Teil auch auf die Wirkung des Drahtes zurückzuführen sein wird.

Will man also die Temperatur einer Flamme ermitteln, ohne sie dabei durch das Meßinstrument zu ändern, so ist die Methode der Linienumkehr zu benützen, welche nach den Ergebnissen des § 7 die wahre Flammentemperatur liefert. Daß die hierzu erforderliche Einführung der Salzteilchen die wirkliche Flammentemperatur nicht ändert, bestätigten mir einige diesbezügliche Versuche. Ich photometrierte im Holborn-Kurlbaumschen Pyrometer den in die Flamme eingeführten Draht, wenn dieselbe ungefärbt, wenn sie mit Natriumsalz gefärbt, und wenn sie mit Lithiumsalz gefärbt war. Die Temperaturen stimmten mindestens auf 8° überein. Zur Beobachtung

---

1) E. Bauer, Sur le rayonnement et la température des flammes, le Radium VI, p. 6 (1907).

2) s. S. 74.

des in der Li-Flamme glühenden Drahtes wurde am Pyrometer ein grünes Glas verwendet[1]).

Bei der Beantwortung der in der vorliegenden Arbeit gestellten Frage kommt es aber auf eine Änderung der eigentlichen Flammentemperatur durch das Meßinstrument nicht an; wir wollen ja nur die wahre Temperatur des Dampfes kennen in derselben Beschaffenheit, in der auch seine Strahlungseigenschaften untersucht werden. Diese liefert ein in den Dampf eingeführter fester Körper, mit welchem er sich wie in einem abgeschlossenen Raum im Temperaturgleichgewicht befinden muß. Von der inneren Wärmeleitung durch den Draht ist abzusehen. Die „äußere" Wärmeleitung, d. h. der Wärmeaustausch zwischen Draht und Dampf, hört auf, sobald dem Draht, nach der Schmidtschen Überlegung, die durch Strahlung verlorene Energie auf elektrischem Wege ersetzt ist, so daß Draht und Dampf gleich temperiert sind. Wann dies der Fall ist, und daß dann in der Tat in einem gewissen, den Draht umgebenden Volumen Temperaturgleichgewicht herrscht, wird durch die in § 7 beschriebenen Messungen in der Umgebung des Drahtes, auch ohne Zuhilfenahme der absoluten Strahlungsmessung, ermittelt. Eine weitere Möglichkeit, das Eintreten des Temperaturgleichgewichtes festzustellen, würde darin bestehen, den Draht auch im Vakuum zu glühen und dabei seine Temperatur zu ermitteln. Während nämlich der in Luft glühende Draht pro cm weit weniger Energie ausstrahlt, als ihm elektrisch zugeführt wird (die ausgestrahlte Energie beträgt 25—40 % der zugeführten, s. Tab. 19 und 21), was auf den Wärmeaustausch mit der umgebenden Luft zurückzuführen ist, müssen im Vakuum, wo durch äußere Leitung keine Wärme entzogen wird, zugeführte und ausgestrahlte Energie gleich groß sein; auch muß dort, wie durch die neuesten Messungen von Herrn Geheimrat Lummer einwandfrei festgestellt ist, die Temperatur des Drahtes in gleicher Weise aus der zugeführten, wie aus der ausgestrahlten Energie zu berechnen sein, letzteres natürlich nur, wenn das Strahlungs-

[1]) Hierbei wurde auch festgestellt, daß das schwache kontinuierliche Spektrum, das sowohl die ungefärbte, wie die gefärbte Flamme aussendet, keinen Fehler bei der Temperaturbestimmung des Drahtes bewirkt. Das hier benützte grüne Glas ist der bei der Glühlampeneichung erwähnte Farbfilter von Wratten und Wainwright.

gesetz des Drahtes bekannt ist. In der Flamme, wo anfangs ebenso wie in der Luft Wärmeaustausch mit der Umgebung stattfindet, wird also dann das Temperaturgleichgewicht hergestellt sein, wenn dort der Draht bei bestimmter elektrischer Energiezufuhr dieselbe Temperatur hat wie im Vakuum[1]).

Besteht aber das Temperaturgleichgewicht zwischen dem glühenden Gas und dem eingeführten festen Körper, so können nun beide in gleicher Weise zur Temperaturbestimmung herangezogen werden. Bisher hat, bei dieser Anordnung und den in Frage stehenden hohen Temperaturen, meist der feste Körper als Thermometer gedient, sei es, daß man die erzeugte Thermokraft oder seine Strahlung bolometrisch oder photometrisch ermittelte. Letzteres liefert aber nur dann die wahre Temperatur, wenn das Absorptionsvermögen des Körpers bekannt ist. Ist dies nicht der Fall, so kann nun auch das Gas in seiner Eigenschaft als Temperaturstrahler die Rolle des Thermometers übernehmen und uns, speziell nach der einfachen Methode der Linienumkehr, seine eigene und die wahre Temperatur des Körpers anzeigen[2]). Diese Methode zur Bestimmung der wahren Temperatur eines Glühkörpers wurde bei der schon erwähnten[3]) von Herrn Geheimrat Lummer und mir gemeinsam angestellten Untersuchung an einem Platindraht geprüft. Die so erhaltenen Temperaturen des Drahtes stimmen bis auf wenige Grade mit den wahren Temperaturen überein, die das im Lummerschen Platinkasten befindliche Thermoelement anzeigt, wenn Draht und Kasten gleiche Helligkeit haben.

---

[1]) Nach dieser Methode wurde im übrigen schon im Jahre 1898 von F. Berkenbusch die Flammentemperatur mit einem Thermoelement gemessen, Wied. Ann. 67, p. 649, 1899. Der Methode liegt also derselbe Gedanke, wie der Schmidtschen Untersuchungsmethode zugrunde; ursprünglich stammt er von W. Nernst.

[2]) Aus der letzteren läßt sich durch Vergleich mit der schwarzen Temperatur das Absorptionsvermögen bezw. Reflexionsvermögen des Körpers ermitteln. Eine solche Bestimmung ist äußerst einfach; bei der in der Arbeit benützten Versuchsanordnung grenzen im Spektrometer das Spektrum des Nernstfadens und das des Drahtes aneinander. Man reguliert die Helligkeit des Nernstfadens, bis die vom Dampf emittierte Spektrallinie verschwindet, und schwächt dann das Nernstfadenlicht, bis beide Spektren gleich hell sind. Die erforderliche Lichtschwächung gibt unmittelbar das Absorptionsvermögen des Drahtes für die betreffende Wellenlänge und Temperatur.

[3]) vgl. S. 37.

c. Diskussion der Abhängigkeit der Resultate von der zugrunde gelegten Temperaturskala und den Strahlungskonstanten.

Es ist mehrfach erwähnt worden, daß der Bestimmung der „Umkehr"- wie der Drahttemperatur die gleiche Temperaturskala zugrunde liegt, nämlich die Eichkurve des optischen Pyrometers. Diese reicht nur bis etwa 1700° (abs.). Die höheren Temperaturen werden zwar mit Hilfe des Wienschen Gesetzes berechnet; wie gezeigt wurde (s. S. 33) ist es aber gleichgültig, welcher Wert für die Konstante c_2 eingeführt wird. Lediglich bei Berechnung der wahren Drahttemperatur aus der schwarzen spielt er eine kleine Rolle. Die mit den extremen Werten von c_2 (14600 und 14200) berechneten Temperaturen weichen aber höchstens um 3° von einander ab.

Dagegen ist es von Bedeutung, welche Temperaturwerte durch die Eichkurve des Pyrometers eingeführt werden. Es sind dies die vom Thermoelement angegebenen Temperaturen des schwarzen Körpers. Eine Änderung dieser Temperaturen geht nicht in vollkommen gleicher Weise in die hohen Werte der endgültig bestimmten Draht- und „Umkehrtemperaturen" ein.

Das Thermoelement wurde in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt auf $\pm$ 5° genau geeicht. Der Eichung liegt die Holborn-Daysche Temperaturskala[1]) zugrunde, welche nur bis etwa 1300° (abs.) auf gasthermometrischen Beobachtungen beruht; von da ab ist die Temperatur extrapoliert; die Thermokraft wird als quadratische Funktion der Temperatur dargestellt. Die Reichsanstalt hatte die Freundlichkeit, mich darauf aufmerksam zu machen, daß die nach der Holborn-Dayschen Skala erhaltenen Werte in höheren Temperaturgebieten im Vergleich mit neuesten gasthermometrischen Beobachtungen und Strahlungsmessungen zu klein ausfallen. Der Palladiumschmelzpunkt beträgt nach ihr z. B. 1535° Cels., während er sich nach den gasthermometrischen Messungen von Day und Soßmann auf 1549° beläuft. Etwa den gleichen Wert hat er nach der neuesten Arbeit von Warburg, Leithäuser, Hupka und Müller[2]), in welcher er mit Hilfe des Wien-

[1]) L. Holborn u. A. Day, Wied. Ann. 68, p. 817 (1899) und Ann. d. Phys. 2, p. 505 (1900).

[2]) Ber. d. Berl. Akad. II, p. 35—43 (1913), s. a. Ann. d. Phys. 1913.

schen Gesetzes aus dem Intensitätsverhältnis der schwarzen Strahlung am Gold- und Palladiumschmelzpunkt und zwar unter Zugrundelegung des von den Autoren neu bestimmten Wertes der Konstanten $c_2 = 14370$ berechnet wird. Die Reichsanstalt benützt nach wie vor bei der Eichung der optischen Pyrometer den Lummer-Pringsheimschen Wert $c_2 = 14600$. Nimmt man diesen Wert zur Berechnung des Palladiumschmelzpunktes, so ergibt sich etwa dieselbe Temperatur wie nach der Holborn-Dayschen Skala. Eine Entscheidung ist vorläufig nicht zu treffen.

An einem Beispiel habe ich geprüft, welchen Einfluß der Übergang von der einen zur anderen Temperaturskala auf die in der vorliegenden Arbeit erhaltenen Resultate haben könnte, und zwar habe ich am Palladiumschmelzpunkt eine Differenz von 20° (anstatt 15°) angenommen, da ja die Eichung des Thermoelements nur auf $\pm$ 5° genau erfolgte[1]).

Die Draht- und Nernstfadentemperaturen, die daraus folgenden „Umkehrtemperaturen", die Widerstände der Drähte, die ausgestrahlte und zugeführte Energie, kurz alle Größen, die in irgend einer Weise von der Temperatur abhängen, müssen bei dem Übergang zu der neuen Skala umgerechnet werden.

Am Schnittpunkt Σ, an dem das Temperaturgleichgewicht herrschen soll, beträgt jetzt die Temperatur bei der Messung mit dem dünnen Draht (0,430 mm)

nach der neuen Skala $\Sigma = 1771°$ Cels.,
während nach der alten Skala $\Sigma = 1746°$ Cels. war.

Wesentlich ist aber, wie sich an diesem Punkt die „Umkehrtemperatur" in der Umgebung des Drahtes nach der neuen Skala verhält. Es ist:

[1]) Das Thermoelement wurde nach Abschluß der vorliegenden Messungen ein zweites Mal in der Reichsanstalt geprüft; bei dieser Gelegenheit stellte es sich heraus, daß sämtliche Temperaturen des schwarzen Körpers bezw. der Glühlampen um 8—10° zu hoch eingeführt worden waren. Diese Differenz würde sich also zum Teil mit der durch die Einführung der neuen Temperaturskala bewirkten decken. Wenn die alte Temperaturskala beibehalten wird, würde sich eine Änderung der Resultate im entgegengesetzten Sinne ergeben, die aber absolut genommen kleiner ist als die im folgenden zu berechnende.

nach der neuen Skala:

oberbalb vom Draht T_U = 1766, 1768, 1772 ...
links " " T_U = 1767, 1774, 1775 ...
rechts " " T_U = 1767, 1768, 1772 ...

nach der alten Skala:

oberhalb vom Draht T_U = 1746, 1748, 1749 ...
links " " T_U = 1747, 1754, 1755 ...
rechts " " T_U = 1747, 1749, 1753 ...

Also auch nach der neuen Skala stimmt die „Umkehrtemperatur" in der nächsten Umgebung des Drahtes auf $\pm 5^0$ mit der Drahttemperatur überein.

Das wichtigste Resultat der vorliegenden Messungen, daß die „Umkehrtemperatur" mit der wahren Temperatur des Dampfes identisch ist, bleibt also bestehen, wenn auch beim Übergang zu einer etwas anderen Temperaturskala die Absolutwerte beider Temperaturen etwas anders ausfallen.

Ferner will ich noch die Werte, die sich nach der neuen und alten Skala für die Temperaturen Σ, S, S_U und T (vgl. S. 67) ergeben, (ebenfalls für die Messungen mit dem dünnen Draht) einander gegenüberstellen:

nach der neuen Skala	nach der alten Skala
$\Sigma = 1771^0$	$\Sigma = 1746^0$
S = 1776	S = 1756
S_U = 1772	S_U = 1752
T = 1814	T = 1793

Die Übereinstimmung zwischen den Temperaturen Σ, S und S_U ist nach beiden Skalen gleich befriedigend, die Differenz zwischen den Temperaturen S und T bleibt die gleiche.

Auf die Schmidtsche Temperaturbestimmung, also auf die Werte von S und S_U, ist noch der für die Konstante σ des Stefan-Boltzmannschen Gesetzes eingeführte Wert von Einfluß, da der absolute Wert der vom Draht ausgestrahlten Energie hiervon abhängt.

Bei der Eichung von Thermosäule und Galvanometer wurde der ursprüngliche Kurlbaumsche Wert

$$\sigma = 5{,}32 \cdot 10^{-12}$$

eingeführt.

Benützt man für die Konstante c_2 des Wienschen Gesetzes den Wert 14370, so ist für σ der Wert

$$\sigma = 5{,}58 \cdot 10^{-12}$$

zu gebrauchen, wenn der aus beiden Konstanten folgende Wert des Elementarquantums[1]) mit dem direkt ermittelten übereinstimmen soll[2]). Dieser Wert weicht also von dem korrigierten Kurlbaumschen Wert $\sigma = 5{,}45$ nur unbedeutend, von dem ursprünglichen um 4,9 % ab. — Dementsprechend habe ich unter Zugrundelegung der neuen Temperaturskala die „Ausstrahlungskurve" des dünnen Drahtes korrigiert und nun ihren Schnittpunkt mit der „Flammenkurve" betrachtet. Die Temperaturen S und S_U erfahren hierbei eine weitere Erhöhung, so daß nun

$$\begin{aligned} \Sigma &= 1771^0 \text{ Cels.} \\ S &= 1785 \\ S_U &= 1775 \\ T &= 1814 \end{aligned}$$

Die Übereinstimmung zwischen den Temperaturen Σ, S und S_U (14^0) ist nun nicht mehr so vollkommen wie bei den anfänglich zugrundegelegten Strahlungskonstanten, aber immer noch höchst befriedigend.

Wird bei Benützung der alten Temperaturskala der Wert 5,58 für σ eingeführt, so ergibt sich:

$S = 1768^0$ $\qquad$ $S = 1756^0$

gegen

$S_U = 1756^0$ $\qquad$ $S_U = 1752^0$.

§ 9.

Gekühlte und „kalte" Flammen.

Von besonderem Interesse ist die Untersuchung der Emissionsursachen in kälteren Flammen; hat doch Pringsheim festgestellt, daß Flammen bei einer Temperatur von 150^0 Cels. (vgl. Einl.) Licht emittieren können, was die Vermutung nahe legt, daß bei niedrigen Temperaturen vielleicht allgemein die Erregung der schwingungsfähigen Gebilde zum Teil auf chemische Vorgänge zurückzuführen ist.

---

[1]) $e = 4{,}68$.

[2]) Vgl. hierüber die von Valentiner, Ann. d. Phys. 31, p. 275 (1912) zusammengestellte Tabelle. Der Wert 5,58 ist der von Valentiner korrigierte. Mit ihm stimmt der von Westphal, Verh. d. Deutsch. Phys. Gesellsch. 14, p. 987 (1912) ermittelte, $\sigma = 5{,}54 \cdot 10^{-12}$ vollkommen überein.

Als kältere Flammen, im Vergleich mit der Leuchtgas-Bunsenflamme, sind die Alkohol-Luft- und die Schwefelkohlenstoff-Luftflammen bekannt, bei welchen der Brennstoff eine geringe Entzündungstemperatur besitzt. Für die exakten Messungen ist aber, wie wir gesehen haben, eine möglichst ausgedehnte Flamme, wie die des Bec Méker erforderlich, bei welcher gleichzeitig der Innenkegel möglichst flach auf dem Brennerrost aufsitzt. Leitet man, um dies zu erreichen, die Alkohol- oder Schwefelkohlenstoffdämpfe mit reichlichem Primärluftgehalt in den Mékerbrenner[1]) ein, so erhält man Flammen, welche genau dasselbe Aussehen wie die Leuchtgasflamme im Bec Méker haben, aber auch nur sehr wenig, etwa 50°, kälter sind als diese.

a. Gekühlte Flammen.

Gleichzeitige Bestimmung der Drahttemperatur und der „Umkehrtemperatur" im Intervall von 1500—900° Cels.

In der schon zitierten Arbeit von F. Haber „Über den Innenkegel der Bunsenflamme" wird darauf hingewiesen, daß man die Temperatur des Innenkegels durch Beimischung von Kohlensäure um mindestens 300° herabsetzen kann; das Gleiche gilt für die unmittelbar an ihn angrenzenden Teile des sog. „Zwischengas"- oder Wassergasgebietes.

In der Absicht, die Flamme des Bec Méker auf diese Weise zu kühlen, mengte ich dem Leuchtgas Kohlensäure bei und machte folgende eigenartige Beobachtung:

Bei großem Primärluftgehalt bewirkt die Kohlensäure ein Durchschlagen der Flamme; wird nun ein Teil der Luft abgesperrt, so steigt der zuvor flach auf dem Brennerrost aufsitzende Kegel in die Höhe, wird aber durch Einführen von CO_2 wieder herabgedrückt; die Temperatur der Flamme jedoch ist dem geringeren Primärluftgehalt entsprechend gesunken. Je kleiner man den Primärluftgehalt macht, umso mehr Kohlensäure muß zugeführt werden, damit die charakteristische Gestalt der Bec Mékerflamme gewahrt bleibt; gleichzeitig aber sinkt die Temperatur immer tiefer und tiefer. Wird die Primärluft schließlich völlig abgesperrt, so geht die Flamme aus dem nichtleuchtenden in den leuchtenden Zustand über, in welchem ihre Temperatur bekanntlich wesentlich tiefer ist. Durch Beimengen von Kohlen-

[1]) Hierbei wurde der früher beschriebene Glasbrenner verwendet.

säure wird sie nun in gleicher Weise wie durch Luft entleuchtet, aber wiederum ohne gleichzeitige Temperatursteigerung. Zwar kann der Innenkegel jetzt nicht mehr vollkommen herabgedrückt werden; der über ihm sich schließende Außenkegel, der äußerst ruhig brennenden Flamme bietet aber eine Zone von mindestens 1 cm Höhe, in welcher einwandfreie Temperaturbestimmungen ausgeführt werden können.

In dieser Weise konnte ich in kontinuierlicher Aufeinanderfolge Flammen herstellen, in welchen der unnachgeheizte dicke (0,840 mm) Platinrhodiumdraht Temperaturen von 1500—900° Cels. annahm, und in welchen nun die gleichzeitige Bestimmung der wahren und der „Umkehrtemperatur" erfolgte.

Die Versuchsanordnung bei diesen Beobachtungen war im wesentlichen dieselbe wie bei den Messungen in der heißen Flamme. Nur fanden die Beobachtungen in einem Flammenquerschnitt, welcher mehrere Zentimeter über Brennerrand lag, statt, da bei den tiefsten Temperaturen der Innenkegel der Flamme bis in diese Höhe reichte. In diesen Fällen wurde das Natriumsalz direkt an den Draht angeschmolzen oder auch als Perle dicht unterhalb des Drahtes eingeführt. Zur Färbung der kältesten Flammen wurde $NaClO_3$ verwendet, welches schon unterhalb 400° Cels. schmilzt.

In einer ersten Messungsreihe wurde bei allmählich sinkender Flammentemperatur gleichzeitig die Temperatur T_P des unnachgeheizten Drahtes und die „Umkehrtemperatur" T_U[1]) in einer unmittelbar angrenzenden Flammenzone gemessen. Es besteht auch hier wie bei den heißen Flammen (vgl. S. 49) eine Differenz $\Delta_0 = T_{U_0} - T_{P_0}$, deren Größe durch den Abstand zwischen Draht und „wirksamer Flammenzone" bedingt ist.

In Tabelle 24 sind die Ergebnisse zusammengestellt. Die bis zum Strich angegebenen Werte gehören einer ersten Messungsreihe an, während welcher die Flamme nicht ausgelöscht und der Draht nicht verrückt wurde; sie lag 5,5 cm

[1]) Die Nernstfäden waren nur (vgl. §§ 1 u. 6) bis etwa 1300° Cels. herab geeicht; bei der Bestimmung von tieferen Temperaturen wurden sie daher durch Rauchgläser geschwächt; mit Hilfe der bekannten Schwächung derselben wurde nach dem Wienschen Gesetz die zur geschwächten Strahlung gehörige Temperatur berechnet; bei tiefen Temperaturen wurde mit geringer Dispersion beobachtet.

über dem Brennerrand; bei noch tieferen Temperaturen war die Flamme im ganzen nur etwa 6 cm hoch, so daß der Draht etwas gesenkt werden mußte. Den in dieser Höhe angestellten Beobachtungen entsprechen die in Tab. 24 unterhalb des Striches angegebenen Werte, die etwas oberhalb der tiefsten Temperaturen der ersten Messungsreihe beginnen.

Die Kurven I und II (Fig. 24) zeigen, daß die Differenz $\Delta_0 = T_{U_0} - T_{P_0}$ bis zu den tiefsten beobachteten Temperaturen herab, also bis etwa 950° Cels., nur innerhalb der Fehlergrenzen (10°) variiert und von derselben Größenordnung ist wie bei hohen Temperaturen. Die Kurven wurden folgendermaßen konstruiert: Durch die beiden höchsten beobachteten Drahttemperaturen, welche willkürlich in einem Abstand von 1 cm als Ordinaten eingetragen wurden, wurde die Gerade I gelegt und in ihr die weiteren beobachteten Drahttemperaturen, die der ersten Messungsreihe durch Kreise, die der zweiten Reihe durch Punkte verzeichnet. Hierdurch wurde jeder Beobachtung eine bestimmte Abszisse zugeordnet, für welche nun auch die „Umkehrtemperaturen" als Ordinaten eingetragen wurden. Die so erhaltenen Punkte schließen sich der zu I im Abstand von 60° parallel verlaufenden Geraden II sehr gut an.

Im Anschluß an diese Messungen machte ich einige mir bemerkenswert erscheinende Beobachtungen. Wie schon erwähnt, lag der Draht unmittelbar über dem Innenkegel der Flamme. Da dieser sich bisweilen etwas hebt und senkt, so geschah es, daß er bis über den Draht hinweg stieg, und dasjenige Drahtstück, in dessen Nachbarschaft die „Umkehrmessung" vorgenommen wurde, sich nun in dem vom Kegel eingeschlossenen Hohlraum befand. Infolge der Wärmezufuhr von den Rändern der Flamme her verblieb der Draht in glühendem, das auf ihm liegende Salzstück in geschmolzenem Zustand. Trotzdem verschwanden die D-Linien augenblicklich in Emission wie in Absorption, ein Beweis dafür, daß die zu ihrer Erzeugung erforderlichen Vorgänge fehlten[1]).

Eine weitere Beobachtung kam folgendermaßen zustande. Man konnte die Flamme so justieren, daß nur ein Teil, etwa

[1]) Ebensowenig erscheinen die D-Linien, wenn man das Salz auf einem nur elektrisch geglühten Draht zum Schmelzen bringt und unmittelbar am Draht beobachtet.

die Hälfte des Nernstfadenbildes in eine Zone des „Zwischengasgebietes“ zu liegen kam; die untere Hälfte jedoch in den Bereich des Kegels und des von ihm eingeschlossenen Hohlraumes fiel. Im Spektrometer reichten die D-Linien dann auch nur bis in die halbe Höhe des kontinuierlichen Spektralbandes; dann schnitten sie plötzlich ab. Bis ans Ende jedoch zeigte sich kein Anwachsen, eher eine kleine Abnahme ihrer „Emissions“- oder „Umkehrtemperatur“. Hieraus folgt, daß auch die vom Innenkegel emittierten D-Linien nicht auf Lumineszenzvorgänge zurückzuführen sind. Dies steht in gewissem Widerspruch zu den Beobachtungen von Gouy[1]), Hemsalech und Watteville[2]) und den quantitativen Messungen von Bauer[3]), nach welchen, gerade bei kälteren Flammen, die Vorgänge im Innenkegel nicht als rein thermische anzusehen sind.

Allerdings habe ich keine weiteren Linien im Kegel untersucht, vor allem nicht das ihm charakteristische Swanspektrum. Auch kommt hinzu, daß die hier beobachtete Flamme einen äußerst ruhigen Innenkegel hatte, in welchem sich die chemischen Vorgänge mit geringer Heftigkeit abspielten.

In einer der abgekühlten Flammen wurde auch das stufenweise elektrische Nachheizen des Meßdrahtes vorgenommen, um zu dem Punkte zu gelangen, in welchem Temperaturgleichgewicht herrscht, also bei reiner Temperaturstrahlung die „Umkehrtemperatur“ in der Umgebung des Drahtes mit der Drahttemperatur übereinstimmen muß.

In Tab. 25 sind die bei verschiedenen Heizstromstärken J gemessenen Drahttemperaturen T_P und die gleichzeitig dicht oberhalb des Drahtes ermittelten „Umkehrtemperaturen“ T_U zusammengestellt. Die graphische Darstellung von T_P und T_U als Funktion von J ist durch die Kurven I und II in Fig. 25 gegeben.

Am Schnittpunkt Σ, für $J = \bar{J}$, ist

$$T_U = T_P = \Sigma = 1230^0 \text{ Cels.}$$

Für $J = \bar{J}$ wurde nun in derselben Weise wie bei den Messungen 3) (§ 7) die „Umkehrtemperatur“ als Funktion des vertikalen und horizontalen Abstandes (x, bzw. $\pm$ y) vom Drahte ermittelt.

---

[1]) l. c., Ann. de Chim. et de Phys. 1879.

[2]) Hemsalech und Watteville, Compt. rend. p. 1112 (1909).

[3]) F. Bauer, l. c. p. 189—202 (1912).

Die Zusammenstellung der Resultate in den Tabellen 26a und b und die graphische Darstellung in den Fig. 26 und 27 geschieht in derselben Weise wie für die entsprechenden Messungen in § 7 (vgl. Tab. 14a und b oder 15a und b und die Kurven II in Fig. 15 und 16, bezw. 17 und 18).

Aus den Kurven ist zu ersehen, daß am Punkte Σ, an dem dem Draht die ausgestrahlte Energie ersetzt ist, die „Umkehrtemperatur" dicht oberhalb des Drahtes (1 mm weit) mit der Drahttemperatur übereinstimmt, dann noch im ganzen etwa um 20° ansteigt. Seitlich vom Draht besteht 2 mm weit vollkommene Übereinstimmung zwischen Draht- und „Umkehrtemperatur". Die Werte der Temperatur Σ oberhalb und seitlich vom Draht weichen etwas von einander ab. Es ist

$$\text{oberhalb } \Sigma = 1225^0$$
$$\text{seitlich } \Sigma = 1249^0.$$

Danach hat es den Anschein, als ob hier seitlich vom Draht keine wesentliche Störung durch denselben verursacht würde (vgl. S. 68), da sich auch die „Umkehrtemperatur" bei Entfernung vom Draht nicht ändert und ohne Draht auch nur 1260° beträgt. Oberhalb des Drahtes deutet der kleine Anstieg auf eine etwas größere Störung, die jedoch auch geringer ist als in den heißen Flammen; dies ist erklärlich, da die Gase in der gekühlten Flamme, ohne Luftzufuhr, ganz langsam aufsteigen.

Die Ergebnisse der in den gekühlten Flammen angestellten Messungen gestatten also eine Erweiterung des in § 7 für heiße Flammen ausgesprochenen Resultates.

b. Die „kalte" CS_2 = Flamme.

Leider gelang es nicht, durch Einführen von Kohlensäure die Temperatur der Leuchtgasflamme bis unter die Grenze herabzudrücken, bei welcher der Natriumdampf als Temperaturstrahler zuletzt sichtbares Licht emittieren würde[1]). Erst dann hätten wir es mit einer „kalten" Flamme, in der von Pringsheim[2]) eingeführten Bedeutung des Wortes zu tun, und es wäre zu untersuchen, ob diese noch bei solchen Tempera-

---

[1]) Diese Grenze hängt natürlich vom Absorptionsvermögen des Dampfes ab, beim Absorptionsvermögen 1 erreicht sie ihr Minimum.

[2]) vgl. Einl. S. 2.

turen sichtbares Licht emittiert, bei welchen ein fester Körper nur lange Wellen aussendet. Eine solche ist die von Pringsheim[1]) untersuchte Schwefelkohlenstoff-Flamme, deren Temperatur man durch geeignete Änderung des Mischungsverhältnisses von Luft und CS_2 innerhalb äußerst weiter Grenzen variieren kann. Die tiefsten von Pringsheim ermittelten Temperaturen liegen noch unterhalb der Entzündungstemperatur des Gemisches, welche 149° Cels. beträgt. Bei den höchsten Temperaturen ist die Flamme ebenso heiß wie die Bunsenflamme. Pringsheim stellte fest, daß diese Flamme auch bei der tiefsten exakt bestimmten Temperatur, nämlich 150°, ein kontinuierliches Spektrum emittiert, das vielleicht auch durch die „Übereinanderlagerung mehrerer Bandenspektra" zustande kommt. Dieses Leuchten ist unbedingt eine Lumineszenzerscheinung, denn es findet ja bei einer Temperatur statt, bei welcher ein Temperaturstrahler längst nicht mehr sichtbares Licht emittiert.

Dagegen wurde das Auftreten des gelben Na-Lichtes erst bei weit höheren Temperaturen beobachtet, die jedoch nur nach der willkürlichen Skala einer in die Flamme eingeführten Thermonadel ermittelt werden konnten.

Um diese Temperatur zu messen, stellte ich die CS_2-Flamme genau nach der von Pringsheim gegebenen Beschreibung her. Außer dem dicht über der Brenneröffnung angebrachten elektrisch geglühten Platindraht, an welchem sich die zum Durchschlagen neigende Flamme dauernd entzündet, wurde noch ein zweiter Platindraht in die Flamme eingeführt, dessen wahre Temperatur im optischen Pyrometer gemessen wurde. An diesen Draht war eine kleine Perle aus dem schon unter 400° schmelzenden $NaClO_3$ angebracht.

Unmittelbar vor der Flamme wurde ein sehr lichtstarkes Taschenspektroskop aufgestellt und durch dasselbe hindurch das Erscheinen und Verschwinden der D-Linien beobachtet und zwar in einer dicht über dem Meßdraht liegenden Flammenzone. Ein zweiter Beobachter stellte gleichzeitig die Drahttemperatur fest.

Bei der Regulierung der Flamme, wie bei den sehr schwierigen Beobachtungen, auch bei einigen an anderer Stelle

[1]) E. Pringsheim, l. c. (1892).

beschriebenen Vorversuchen, war mir Herr cand. phil. E. Lorenz in freundlichster Weise behilflich, wofür ich ihm auch an dieser Stelle meinen herzlichsten Dank sagen möchte.

In der Tab. 27 habe ich eine Reihe in kontinuierlicher Folge durch Variation des CS_2-Luftgemisches hergestellte Drahttemperaturen verzeichnet, bei welchen auf das „Vorhandensein" oder „Nichtvorhandensein" der D-Linien im Spektroskop geachtet wurde.

Das Verschwinden und Wiederauftauchen der Linien tritt hiernach bei etwa 670° Cels. ein, wahrscheinlich sogar erst bei einer etwas höheren Temperatur, da, wie wir bei den früher besprochenen Messungen gesehen haben, die Temperatur der „wirksamen Flammenzone" immer etwas höher ist als die des unnachgeheizten Meßdrahtes. Jedenfalls erscheinen die D-Linien erst oberhalb der für Temperaturstrahler geltenden unteren Grenze. Die „kalte Flamme", bei der das Erscheinen der Na-Linien unbedingt auf Lumineszenzvorgänge zurückzuführen wäre, vermag sie nicht zu erzeugen, obgleich das Salz in ihr noch geschmolzen ist, auch wenn der Draht kälter als 600° Cels. ist (bis zu dieser Temperatur läßt er sich im Rot photometrieren), also kein sichtbares Licht mehr aussendet.

Ich versuchte auch, die von der Flamme emittierten D-Linien im Spektrometer umzukehren, um wieder gleichzeitig Draht- und „Umkehrtemperatur" zu messen, doch war die Erscheinung bei Temperaturen, die unterhalb der schon an der gekühlten Leuchtgasflamme beobachteten lagen, in dem mir zur Verfügung stehenden Spektrometer so lichtschwach, daß keine exakten Messungen auszuführen waren. Daher mußte ich vorläufig davon Abstand nehmen. Ich hoffe aber, daß mir in einem lichtstarken Spektroskop auch noch die quantitative Bestimmung der „Umkehr"- oder „spezifischen" Temperatur bis zum Verschwinden der Emissionslinien herab gelingen wird.

Ich möchte noch einige Worte über das Aussehen der Flamme sagen, welche allem Anschein nach große Ähnlichkeit mit der von Pringsheim benützten hatte. Sie besitzt einen sehr scharf begrenzten Innenkegel, welcher in der „kalten" Flamme lang und spitz ansteigt, eine blaugrüne Färbung hat und auch, wenn der eingeführte Draht nicht mehr leuchtet, das von Pringsheim beobachtete kontinuierliche, recht lichtstarke Spektrum emittiert. Oberhalb des Kegels befindet sich

die eigentliche etwa 5 cm hohe Flamme, die, solange noch irgend welches Licht im Zimmer ist, überhaupt nicht wahrgenommen werden kann und bei möglichster Finsternis wie ein grauer Rauch von dem Kegel aus aufsteigt. Lediglich in dieser Zone habe ich die Temperaturbestimmung des Drahtes vorgenommen und das Erscheinen und Verschwinden der D-Linien beobachtet.

Die Ergebnisse der in heißen und kalten Flammen angestellten absoluten Messungen sind somit folgende:

Eine Lichtemission der in Flammen erregten Metalldämpfe ist erst oberhalb derjenigen Temperaturgrenze wahrzunehmen, bei welcher feste (schwarze) Körper), also Temperaturstrahler, sichtbares Licht zu emittieren beginnen.

In einem Temperaturintervall von 900—1800° Cels. ist die „Umkehrtemperatur" (= „spezifische" = „Emissionstemperatur") der in der Flamme glühenden Metalldämpfe mit der wahren Temperatur derselben identisch und zwar mit einer Genauigkeit von mindestens $\pm 10^0$; die gefundene Übereinstimmung ist in weitem Maße von den für die Strahlungskonstanten eingeführten Werten unabhängig.

Im Intervall von 900—1800° Cels. gehorchen also die in der Flamme leuchtenden Dämpfe quantitativ dem Kirchhoffschen Gesetz und sind somit als reine Temperaturstrahler zu betrachten.

Die nach der „Umkehrmethode" bestimmte Temperatur des Dampfes liefert die wahre Temperatur desselben; die Umkehrmethode kann daher auch zur Ermittelung der wahren Temperatur eines jeden in die Flamme eingeführten festen Körpers dienen, der sich mit dem Dampf im Wärmegleichgewicht befindet.

In ihrer Eigenschaft als reine Temperaturstrahler stellen sich die hier betrachteten leuchtenden Dämpfe an die Seite der festen Körper und gehorchen mit ihnen gemeinsam den einheitlichen Naturgesetzen der schwarzen Strahlung. Nichtsdestoweniger bewahren sie ihre Individualität, die sich in den qualitativen und quantitativen Unterschieden der von ihnen ausgehenden Spektren offenbart. Letztere führen zu Beobachtungen, die, wie in § 4 der Arbeit gezeigt wurde, uns über das eigentliche Wesen der Emission täuschen können, aber desto leichter zu erklären sein werden, je mehr wir über die Erzeugung der emittierenden Zentren, ihre Zahl und Beschaffenheit in Erfahrung bringen können.

Zusammenfassung der Ergebnisse.

Teil I.

Durch relative Messungen wird nachgewiesen, daß die durch „Umkehr" der Spektrallinien gewonnene sog. **„Umkehrtemperatur"** der in Flammen **leuchtenden Metalldämpfe unabhängig ist**

1. **Von der Dispersion:** bei einer Variation des Dispersionswinkels im Verhältnis von 1 : 12 stimmen die „Umkehrtemperaturen" auf 8° überein; hierfür wird auch ein allgemein gehaltener Beweis durch Rechnung gegeben.
2. **Von der Dichte des leuchtenden Dampfes:** bei einer Variation der Dampfdichte im Verhältnis von etwa 1 : 2000, die durch Photometrieren der gefärbten Flamme festgestellt wird, stimmen die „Umkehrtemperaturen" auf 6° überein.
3. **Von der Art des in die Flamme eingeführten Salzes,** falls durch dieses nur eine eng begrenzte Flammenzone von annähernd konstanter Temperatur gefärbt wird: Die „Umkehrtemperaturen" an den verschiedenen im Sichtbaren gelegenen Spektrallinien stimmen auf mindestens 5° überein.

Die **„mittlere Umkehrtemperatur"** einer im ganzen gefärbten **inhomogenen** Flamme ist von der Art des eingeführten Salzes **abhängig**; die beobachteten Unterschiede betragen bis 82°.

Teil II.

Durch absolute gleichzeitige Messung der **wahren Temperatur und der „Umkehrtemperatur" der in der Flamme leuchtenden Metalldämpfe** an einem gegebenen Flammenort wird in einem Intervall von 900—1800° Cels. die **Identität beider nachgewiesen** und zwar mit einer Genauigkeit von mindestens $\pm$ 10°; die gefundene Übereinstimmung ist in weitem Maße von den für die Strahlungskonstanten eingeführten Werten unabhängig. **Im Intervall von 900—1800° Cels.**

gehorchen somit die in der **Flamme leuchtenden Dämpfe dem Kirchhoffschen Gesetz** und sind daher als **reine Temperaturstrahler** zu betrachten; in heißen wie in kälteren Flammen geht also die Emission und Absorption der Metalldämpfe lediglich auf Kosten von Wärmeenergie vor sich.

Nach der „Umkehrmethode“ wird die wahre Temperatur einer Flamme in einwandfreier Weise gemessen, zugleich auch die wahre Temperatur eines in die Flamme eingeführten Körpers, der sich mit der Flamme im Wärmegleichgewicht befindet.

In der „kalten“ Schwefelkohlenstoffflamme ist die **Lichtemission der Metalldämpfe** erst bei etwa **670° Cels.** wahrzunehmen, also oberhalb der Temperaturgrenze, bei der feste (schwarze) Körper sichtbares Licht zu emittieren beginnen.

Die vorstehende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität Breslau angefertigt.

Es sei mir gestattet, meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Geheimrat Professor Dr. O. Lummer, dem ich, wie auch Herrn Professor Dr. E. Pringsheim, die Anregung zu der Arbeit verdanke, für die stete wohlwollende Förderung derselben, wie auch für das große Interesse, mit welchem er mich auf zahlreiche, sich bei der Ausführung ergebende Probleme hinwies, meinen wärmsten Dank auszusprechen.

Herrn Professor Pringsheim, der dem Fortschreiten meiner Arbeit lebhaftes Interesse entgegenbrachte und mich auf manche wichtige Frage aufmerksam machte, sage ich meinen herzlichen Dank.

Zu großem Dank fühle ich mich Herrn Privatdozenten Dr. R. Ladenburg verpflichtet, der mich sowohl bei der Entwickelung der Methoden wie bei der Ausführung jederzeit in freundlicher und interessierter Weise beraten hat.

Nernstfaden III. Tabelle 1.

λ (μ)	$\bar{T}_\lambda$ (abs.)	φ (Sektoröffn.)	T_λ (abs.)	J (Milliamp.)	$\pm \Delta J$
0,728	1630°	147° 30′	1760°	335,6	2,8
	„	68°	1886	427,6	4,1
	„	32° 30′	2026	567,6	2,9
	„	18°	2155	734,6	3,8
	1886°	80°	2196	822,0	7,0
	„	68°	2236	878,5	2,0
0,670	1629°	147° 30′	1745°	308,1	2,1
	„	68°	1861	401,1	2,7
	„	32° 30′	1986	522,6	2,0
	„	18°	2099	656,5	5,0
	1861°	68°	2170	786,2	5,0
	„	40°	2291	978,0	5,0
0,589	1629°	147° 30′	1730°	278,5	2,0
	„	68°	1830	354,1	4,7
	„	32° 30′	1935	451,9	2,2
	„	18°	2029	553,7	3,4
	1830°	68°	2086	631,5	1,9
	„	32° 30′	2224	876,2	5,0
	„	18°	2354	1100,0 (?)	?
0,535	1628°	147° 30′	1720°	254,4	2,2
	„	68°	1808	319,7	0,9
	„	32° 30′	1901	398,8	2,0
	„	18°	1982	498,3	4,0
	1808°	68°	2032	556,9	1,9
	„	32° 30′	2150	728,4	3,8
	„	18°	2255	899,8	2,2
	„	12°	2334	1051,7	5,5
0,520	1637,5°	147° 30′	1727°	261,5	2,5
	„	68°	1814	325,5	4,2
	„	32° 30′	1905	403,1	3,4
	„	18°	1984	480,4	4,0
	1814°	68°	2033	556,3	4,2
	„	32° 30′	2138	694,8	4,4
	„	18°	2249	881,2	6,0
	„	12°	2325	999,0	10,0
0,515	1628,5°	147° 30′	1716°	258,3	3,3
	„	68°	1800	313,5	4,3
	„	32° 30′	1889	384,6	3,3
	„	18°	1966	474,8	3,3
	1800°	68°	2013	533,4	3,7
	„	32° 30′	2125	685,1	4,6
	„	18°	2223	851,8	8,5
	„	12°	2296	1019,0	10,0
0,430	1628°	147° 30′	1701°	230,1	1,6
	„	68°	1770	280,1	2,0
	„	32° 30′	1840	334,5	2,5
	„	18°	1901	389,8	2,5
	1840°	68°	2023	537.6	2,0
	„	32° 30′	2116	669,8	2,0
	„	18°	2197	810,9	6,3

Tabelle 2.

	$\frac{\Delta\alpha}{\Delta\lambda}$ $\left(\text{in } \frac{\text{min}}{\mu\mu}\right)$	E (E=1, bei Parallelstellung der Nicols)	$\pm \Delta E$
1. Prisma	0,40	0,365	0,009
Geradsichtsprisma .	1,60	0,363	0,011
Plangitter	4,75	0,371	0,007
2. Prisma	0,40	0,338	0,003
		0,323	0,006
Geradsichtsprisma .	1,60	0,341	0,003
		0,342	0,004
Plangitter	4,75	0,348	0,006
		0,346	0,007
3. Prisma	0,40	0,311	0,003
Geradsichtsprisma .	1,60	0,307	0,004
Plangitter	4,75	0,306	0,007

Tabelle 3.

	$\frac{\Delta\alpha}{\Delta\lambda}$ $\left(\text{in } \frac{\text{min}}{\mu\mu}\right)$	J (Milliamp.)	$\pm \Delta J$	$\pm \Delta T$
Konkavgitter:				
1. Ordnung	2,10	530	12,0	12°
2. Ordnung	4,18	533	7,5	7°
Geradsichtsprisma .	1,60	527	2,0	2°

Tabelle 4.

Beschaffenheit der Linien	E (in willkürlichem Maß)	$\pm \Delta E$ (%)	J (Milliamp.)	$\pm \Delta J$	$\pm \Delta T$
sehr breite Linien [Dv=2,58Å, Dr=1,79Å]	80	7	526	2,5	3°
dunkle Mitten					
" " ...	36	9	527	2,5	3°
homogene Linien ...	18	6	530	0,8	1°
" " ...	5,5	8	532	3,6	4°
sehr schmale Linien [Dr = Dv = 0,40 Å]	1	8	532	3,5	4°

Tabelle 5a.

Salz	hinzugefügtes Salz	J (Milliamp.)	T (abs.)	±ΔT
K_2CO_3		591	2030°	3
"	+ Rb_2CO_3	596	2034	2
Li_2CO_3		578	2033	2,5
"	+ K_2CO_3	575	2030	1
"	+ Tl_2CO_3	579	2034	1
"	+ Rb_2CO_3	577	2032	2
Na_2CO_3		561	2031	4
"	+ Tl_2CO_3	560	2030	5
"	+ Rb_2CO_3	561	2031	4
"	+ K_2CO_3	563	2033	3
"	+ Li_2CO_3	559	2029	3
Tl_2CO_3		550	2034	4
Rb_2CO_3		539	2034	3

Tabelle 5b.

λ (μ)	Salz	T (abs.)	±ΔT
0,766	K Cl	1965°	7
0,670	Li Cl	1921	4
0,589	Na Cl	1953	1
0,535	Tl Cl	1980	5
0,421	Rb Cl	2003	5
0,670	Li Cl	1901°	4
	" + Na Cl	1914	3
	" + Rb Cl	1924	2
	" + K Cl	1931	3

Tabelle 6.

Drahtdicke d: 0,430 mm.

T_S (abs.)	T_M (abs.)	lg S
1618°	1214°	2,025
1260	1010	1,934
1402	1095	1,969
1470	1132	2,000 *
1466	1131	1,989 *
1372	1075	1,982 *
1488	1147	1,967 *

Mittelwert:
lg S = 1,977
S = 95 [±5%]

Tabelle 8.

λ=0,644μ ±ΔE=2%

T (abs.)	±ΔT
1100°	1,0°
1300	1,5
1500	2,0
1600	2,0
1700	2,5
1900	3,0

Tabelle 7a.

λ = 0,644μ

Glühlampe	T' (abs.)	T (abs.)	$\lg S_\lambda$
1	1510°	1689°	0,691
	1437	1604	0,713
	1235	1380,5	0,713
2	1507	1691	0,711
	1425	1603,5	0,769
	1088	1188	0,762
3	1500	1690	0,738
	1424	1599	0,757

Mittelwert:
$\lg S_\lambda$=0,727
S_λ = 5,73
[± 7%]

Tabelle 7b.

λ = 0,533μ

Glühlampe	T' (abs.)	T (abs.)	
1	1520°	1689°	0,783
	1448	1606	0,808
			0,782
2	1521	1690	0,810
	1442	1599	0,776
			0,806
3	1523	1691	
	1446	1603	

Mittelwert:
$\lg S_\lambda$=0,794
S_λ = 6,22

Tabelle 9.

Nernstfaden III. $\lambda = 0{,}644\ \mu$.

J (Milliamp.)	T_M (abs.)	$T_{\lambda = 0{,}644\ \mu}$ (abs.)
203	1072°	1567°
253	1112	1658
303	1147	1737
403	1198	1857
503	1244	1963
603	1277	2054
703	1306	2129
803	1335	2208
903	1356	2266

Tabelle 10a.

Nernstfaden III.

λ (μ)	T_λ (abs.) für J = 200	= 300	= 400	= 500	= 600	= 750	= 900 Milliamp.
0,728	1572°	1720°	1852°	1962°	2051°	2162°	2246°
0,670	1586	1737	1862	1967	2056	2163	2250
0,589	1610	1761	1880	1983	2064	2168	2255
0,535	1634	1780	1895	1989	2067	2169	2257
0,520	1643	1783	1900	1992	2067	2170	2260
0,515	1636	1781	1896	1990	2068	2170	2260
0,430	1655	1797	1910	2006(?)	2074	2170	2260

Tabelle 10b.

Nernstfaden III.

λ (μ)	T_λ (abs.) für J = 200	= 300	= 400	= 500	= 600	= 750	= 900 Milliamp.
0,644	1596°	1744°	1870°	1975°	2060°	2165°	2253°
0,766	1557	1708	1843	1954	2049	2160	2245
0,421	1660	1799	1912	2003	2075	2173	2260

Tabelle 11 a.

Drahtdicke d: **0,420 mm**
Höhe h: 12 mm

J (Amp.)	T_P (Cels.°)	T_U (Cels.°)
0	1555°	1602°
1,60	1568	1619
2,20	1579	1634
2,80	1595	1643
3,44	1608	1650
4,20	1637	1668
4,55	1656	1692
5,50	1687	1704
6,00	1717	1715
6,90	1755	1734
7,36	1787	1748
		ohne Draht: 1773°

Tabelle 11 b.

d: **0,430 mm**
h: 12 mm

J (Amp.)	T_P (Cels.°)	T_U (Cels.°)
0	1590°	1633°
1,60	1597	1643
2,20	1603	1648
2,78	1613	1667
3,40	1628	1670
4,24	1653	1681
4,85	1668	1690
5,50	1697	1702
6,00	1716	1722
6,60	1739	1738
7,20	1767	1754
7,50	1782	1765
		ohne Draht: 1779°

Tabelle 11 c.

d: **0,398 mm**
h: 8,5 mm

J (Amp.)	T_P (Cels.°)	T_U (Cels.°)
0	1607°	1637°
2,03	1632	1654
2,95	1651	1669
3,40	1658	1673
4,00	1677	1685
4,50	1702	1705
5,00	1714	1714
5.50	1733	1727
5,80	1745	1741
		ohne Draht: 1767°

Tabelle 11 d.

d: **0,845 mm**
h: 12 mm

J (Amp.)	T_P (Cels.°)	T_U (Cels.°)
0	1477°	1538°
5,00	1488	1551
9,65	1530	1580
13,24	1583	1620
16,00	1637	1665
17,70	1667	1692
19,20	1709	1718
20,00	1727	1735
21,00	1754	1745
22,70	1792	1774
		ohne Draht: 1777°

Tabelle 11e.
Drahtdicke d: **0,430 mm**
Höhe h: 15 mm

J (Amp.)	T_P (Cels.⁰)	T_U (Cels.⁰)
0	1565⁰	1612⁰
3,00	1594	1637
3,80	1612	1649
5,00	1653	1680
6,00	1692	1708
6,80	1725	1729
7,40	1754	1752
8,00	1777	1760
		ohneDraht: 1793⁰

Tabelle 12.

d (mm)	Δ_0	Σ (Cels.⁰)	T (Cels.⁰)	h (mm
0,398	30⁰	1714⁰	1767⁰	8,5
0,420	47	1719	1773	12,0
0,430	43	1737	1779	12,0
0,430	47	1746	1793	15,0
0,845	61	1733	1777	12,0

Tabelle 13a.
(Pt-Rh-Draht.)
d: 0,845 mm T_{P_0} = 1477⁰
h: 12 mm Δ_0 = 55⁰

x (Winkelgrad)	T_U (Cels.⁰)
3 (x_0)	1532⁰ (T_{U_0})
5	1539
7	1554
9	1566
11	1578
13	1587
15	1599
17	1604
19	1612
21	1619
23	1626
25	1635
27	1639
32	1648
37	1658
42	1669
47	1675
67	1686
87	1694
107	1694
127	1702
147	1705
187	1717
227	1725
267	1729
287	1738

Tabelle 13b.
(Pt-Rh-Draht.)
T_{P_0} = 1477⁰
d: 0,845 mm (+) Δ_0 = 56⁰
h: 12 mm (−) Δ_0 = 60⁰

± y (Winkelgrad)	T_U (+) (Cels.⁰)	T_U (−) (Cels.⁰)
36⁰ ($\pm y_0$)	1533⁰ (T_{U_0})	1537⁰ (T_U
66	1547	1549
96	1569	1577
126	1590	1607
156	1608	1640
186	1631	1660
216	1652	1666
246	1665	1675
276	1680	1692
306	1695	1703
336	1704	1714
4 R + 6⁰	1709	1714
36	1719	1721
81	1727	1728
126	1741	1737
171	1745	1744
216	1757	1751
306	1766	1766
8 R + 36⁰	1772	1772
126	1776	1774
216	1776	1778
12 R + 36⁰	1781	1779
216	1782	1782
16 R + 36	1784	1784

Tabelle 14a.

Drahtdicke d: 0,845 mm — $\bar{J}$ = 20,2 Amp.
Höhe h: 12 mm — $\Sigma = T_P$ = 1732°

x (Winkelgrad)	T_U (Cels.°)	x (Winkelgrad)	T_U (Cels.°)
3° (x_0)	1731° (Σ)	27°	1741°
5	1730	32	1748
7	1732	37	1748
9	1735	42	1749
11	1734	47	1751
13	1734	67	1757
15	1736	87	1757
17	1737	107	1757
19	1740	127	1757
21	1741	147	1759
23	1740	187	1759
25	1742	227	1759

Tabelle 14b.

Drahtdicke d: 0,845 mm — $\bar{J}$ = 21,0 Amp.
Höhe h: 12 mm — $\Sigma = T_P$ = 1762°

+ y (Winkelgrad)	T_U (+) (Cels.°)	− y (Winkelgrad)	T_U (−) (Cels.°)
36°(+y_0)	1764° (Σ)	36°(−y_0)	1764° (Σ)
66	1765	66	1764
96	1769	96	1763
126	1769	126	1768
156	1770	156	1768
186	1774	186	1769
216	1775	216	1774
246	1775	246	1774
276	1777	276	1775
306	1780	306	1778
336	1782	336	1779
4 R + 6°	1781	4 R + 6°	1782
36	1782	36	1782
81	1782	81	1784
126	1783	126	1784
171	1783	171	1785
216	1783	216	1786
306	1783	306	1788
8 R+36°	1783	8 R+36°	1793
216	1788	216°	1798
12 R+36°	1795	12 R+36°	1800
216	1795	216	1800
16 R+36°	1798	16 R+36°	1802

Tabelle 15 a.

Drahtdicke d: 0,430 mm
Höhe h: 15 mm
$\bar{J} = 7{,}2$ Amp.
$\Sigma = T_P = 1744^0$.

x (Winkelgrad)	T_U (Cels.^{0})
3^0 (x_0)	1746 (Σ)
5	1748
7	1749
9	1752
11	1757
13	1761
15	1763
17	1765
27	1776
37	1781
57	1779

Tabelle 15 b.

Drahtdicke d: 0,430 mm
Höhe h: 15 mm
$\bar{J} = 7{,}2$ Amp.
$\Sigma = T_P = 1744^0$.

$\pm$ y (Winkelgrad)	T_U (+) (Cels.^{0})	T_U (—) (Cels.^{0})
43^0 ($\pm y_0$)	1747^0 (Σ)	1747^0 (Σ)
73	1754	1749
103	1755	1753
133	1760	1757
163	1759	1758
193	1765	1760
223	1767	1761
313	1769	1772
4R + 43^0	1778	1777
223	1779	1782
8R + 43^0	1780	1782

Tabelle 16.

Drahtdicke d: 0,845mm
Höhe h: 12 mm
J = 22,4 Amp.
$T_P = 1787^0$

x (Winkelgrad)	T_U (Cels.^{0})
3^0 (x_0)	1777^0
5	1774
7	1774
9	1774
11	1774
13	1773
18	1773
23	1773
28	1773
38	1768
48	1768
58	1764
78	1763
98	1764
118	1764
138	1768
158	1772

Tabelle 17a.

x (mm)	T_U (Cels.°)
0	1678°
2,5	1758
5,0	1777
7,5	1779
10,0	1783
15,0	1795
20,0	1810
25,0	1822
30,0	1838
35,0	1853

Tabelle 18.

± y (Winkelgrad)	T_U (+) (Cels.°)	T_U (−) (Cels.°)
45°	1778°	1779°
135	1779	1774
225	1779	1774
315	1779	1774
4 R + 45°	1784	1777
135	1783	1778
225	1789	1779
315	1789	1780
8 R + 45°	1791	1781
135	1793	1783
225	1792	1784
315	1794	1787
12 R + 45°	1796	1790
135	1796	1800
225	1799	1800
16 R + 45°	1805	1805
225	1809	1808

Tabelle 17b.

± y (Winkelgrad)	T_U (+) (Cels.°)	T_U (−) (Cels.°)
0	1794°	1792°
180°	1797	1797
4 R	1796	1797
+ 180°	1795	1799
8 R	1802	1804
+ 180°	1804	1812
12 R	1807	1813
+ 180°	1810	1822
16 R	1817	1827
+ 180°	1818	1835
20 R	1829	1841
+ 180°	1840	1841
24 R	1841	1849
+ 180°	1845	1852
28 R	1854	1860
+ 180°	1857	1864
32 R	1872	1872
+ 180°	1861	1859
36 R	1845	1854
+ 180°	1800	1800
40 R	1754	
+ 180°	1672	
44 R	1592	
+ 180°	1502	
48 R	1424	

Tabelle 19.

Drahtdicke d: 0,430 mm. 1. Strahlungsmessung.

J (Amp.)	V (Volt)	L (cm)	w (Ω)	T_P (Cels.) (abs.)	Sk (Sk.-T.)	E (Watt)	$a=\frac{E}{T^5_{(abs.)}}\cdot 10^{17}$	$\overline{E}$ berechn. (Watt)
10,00	4,36	13,27	0,03549	1347°—1620°	43,4	0,805	7,218	0,804
10,70	4,96	13,28	0,03779	1449 —1722	61,0	1,132	7,477	1,097
11,30	5,46	13,29	0,03942	1536 —1809	74,2	1,377	7,108	1,404
11,90	5,98	13,30	0,04103	1621 —1894	93,1	1,728	7,090	1,766
12,40	6,38	13,31	0,04229	1685 —1958	111,8	2,075	7,210	2,085
12,70	6,72	13,32	0,04343	1737 —2010	128,3	2,381	7,257	2,378
12,95	7,02	13,33	0,04431	1779 —2052	143,5	2,663	7,320	2,637

Tabelle 20.

Drahtdicke d: 0,430 mm. 2. Strahlungsmessung.

J		T_P	Sk	E	$a=\frac{E}{T^5_{(abs.)}}\cdot 10^{17}$	
10,45		1454°—1727°	62,4	1,158	7,538	
11,00		1532 —1805	75,5	1,401	7,313	
11,60		1621 —1894	91,3	1,695	6,953	
12,00		1686 —1959	116,0	2,153	7,462	
12,38		1732 —2005	126,5	2,348	7,246	
12,56		1779 —2052	166,5	2,645	7,269	

Tabelle 21.

Drahtdicke d: 0,845 mm.

J	V	L	w	T_P	Sk	E	$a=\frac{E}{T^5_{(abs.)}}\cdot 10^{17}$	$\overline{E}$ berechn.
23,0	2,83	13,47	0,00993	1335°—1608°	82,6	1,533	14,26	1,531
25,2	3,28	13,48	0,01044	1454 —1727	118,2	2,194	14,28	2,187
26,4	3,52	13,50	0,01079	1537 —1810	146,8	2,724	14,02	2,766
28,0	3,86	13,51	0,01107	1607 —1880	174,8	3,244	14,81	3,340
29,8	4,28	13,52	0,01153	1707 —1980	226,0	4,194	14,78	4,333

Tabelle 22.

Drahtdicke d: 0,430 mm.
Höhe h: 15 mm.

T_P (Cels.°)	T_U (Cels.°)	J (Amp.)	w (Ω)	E (Watt)
1565°	1612°	0	—	0
1594	1637	3,00	0,04050	0,364
1612	1649	3,80	0,04085	0,592
1653	1680	5,00	0,04175	1,044
1692	1708	6,00	0,04250	1,534
1725	1729	6,80	0,04320	1,998
1754	1752	7,40	0,04382	2,400
1777	1760	8,00	0,04430	2,835

Tabelle 23.

Drahtdicke d: 0,845 mm.
Höhe h: 12 mm.

T_P (Cels.°)	T_U (Cels.°)	J (Amp.)	w (Ω)	E (Watt)
1477°	1538°	0	—	0
1488	1551	5,00	0,01057	0,264
1530	1580	9,65	0,01075	0,978
1583	1620	13,24	0,01098	1,925
1637	1665	16,00	0,01122	2,872
1667	1692	17,70	0,01135	3,556
1709	1718	19,20	0,01153	4,251
1727	1735	20,00	0,01161	4,644
1754	1745	21,00	0,01172	5,168
1792	1774	22,70	0,01191	6,137

Tabelle 24.

Drahtdicke d: 0,840 mm

T_{P_0} (Cels.°)	T_{U_0} (Cels.°)	$\Delta_0 = T_{U_0} - T_{P_0}$
1445°	1501°	56
1376	1431	55
1202	1267	65
1102	1170	68
1055	1127	72
1026	1095	69
1202	1267	65
1145	1211	66
1061	1124	63
1140	1198	58
973	1024	51
954	997	43
916	975	59
904	965	61

Tabelle 25.

Drahtdicke d: 0,840 mm

J (Amp.)	T_P (Cels.°)	T_U (Cels.°)
0	1025°	1083°
3,50	1059	1112
4,58	1088	1133
6,10	1119	1164
7,20	1135	1170
8,80	1170	1193
10,80	1225	1227
11,40	1254	1243
11,75	1272	1252
12,20	1289	1257
		ohne Draht: 1260°

Tabelle 26a.

Drahtdicke d: 0,840 mm

$\bar{J} = 10{,}9$ Amp.

$\Sigma = T_P = 1225°$

x (Winkelgrad)	T_U (Cels.°)
3° (x_0)	1224° (Σ)
5	1225
7	1220
9	1225
11	1224
13	1229
15	1232
17	1233
22	1235
27	1236
37	1240
47	1243
57	1244

Tabelle 26b.

Drahtdicke d: 0,840 mm

$\bar{J} = 11{,}2$ Amp.

$\Sigma = T_P = 1249°$

$\pm$ y (Winkelgrad)	T_U (+) (Cels.°)	T_U (—) (Cels.°)
36 ($\pm y_0$)	1248°(Σ)	1242°(Σ
66	1242	1248
96	1244	1251
126	1242	1247
156	1237	1246
186	1238	1246
216	1237	1252
306	1242	1249
4 R+36°	1243	1246
8 R+36°	1243	1248

Tabelle 27.

Draht-temperatur (Cels.^{0})	D-Linien	Draht-temperatur (Cels.^{0})	D-Linien
789^0	vorhanden	717^0	vorhanden
769	„	692	„
696	„	663	nicht vorhanden
700	„	685	ganz schwach
663	nicht vorhanden	692	vorhanden
684	„ „	707	„
725	vorhanden	692	„

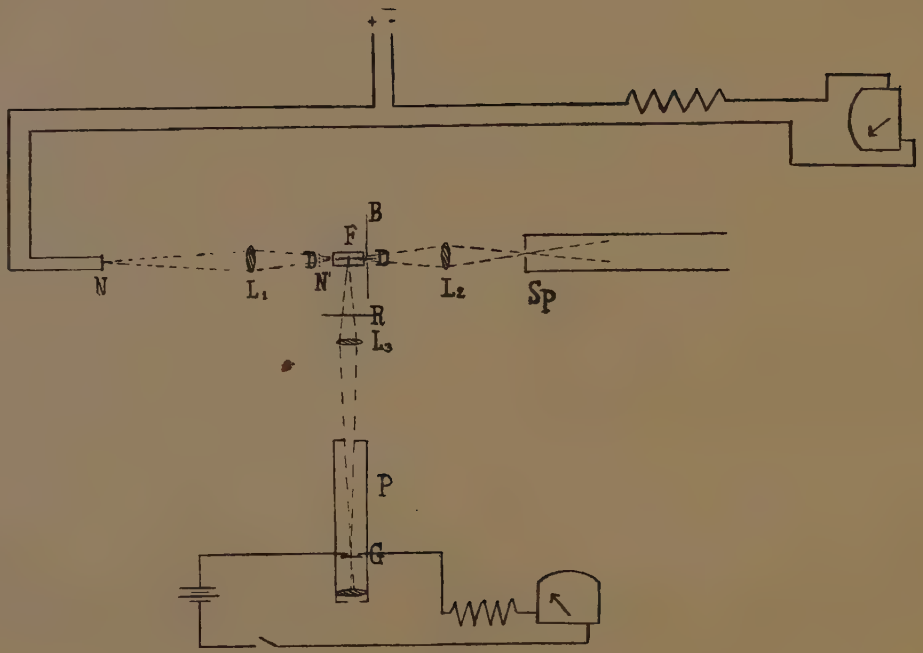


Fig. 1.

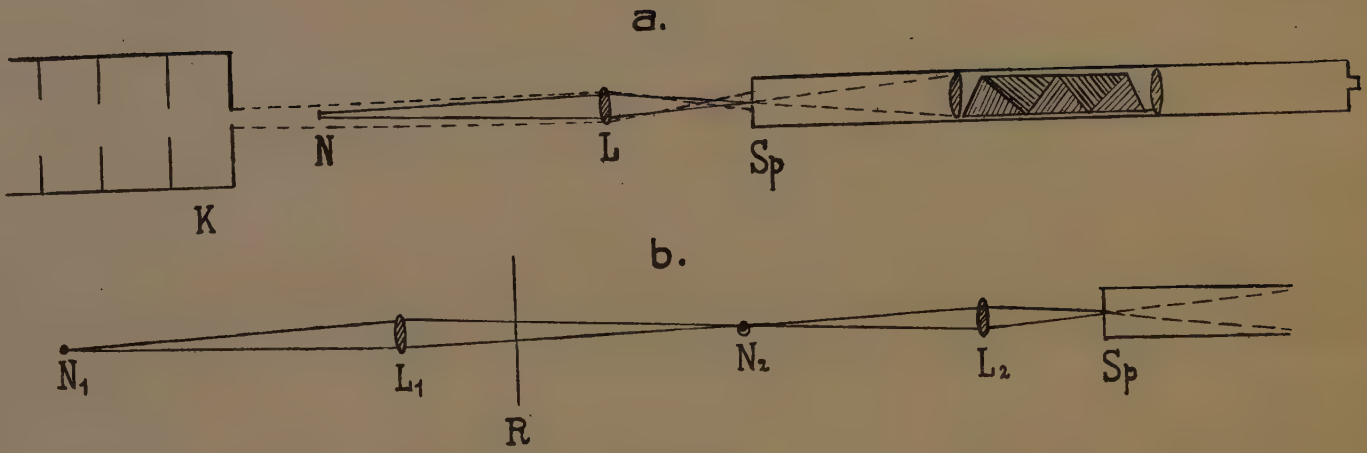


Fig. 2.

Fig 4.

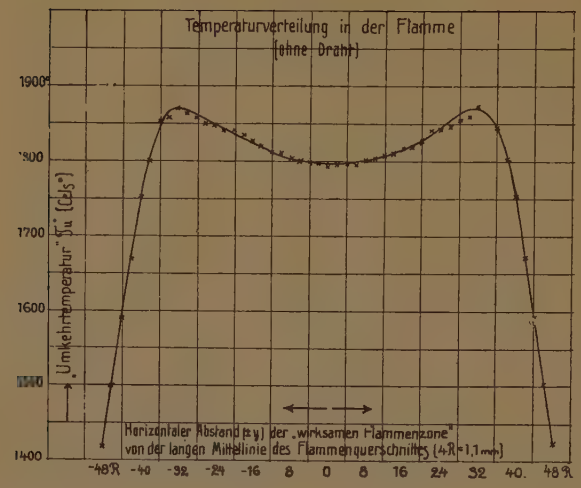

Temperaturverteilung in der Flamme
(ohne Draht)
1900°
1800
1700
1600
1500
1400
Umkehrtemperatur "Fu" (Cels°)
Horizontaler Abstand (x,y) der „wirksamen Flammenzone"
von der langen Mittellinie des Flammenquerschnittes (1R=1,1 mm)
-48R -40 -32 -24 -16 8 0 8 16 24 32 40. 48R

Fig. 5.

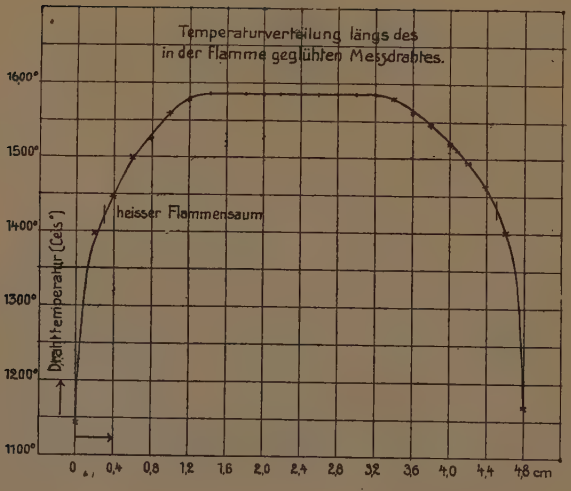

Temperaturverteilung längs des
in der Flamme geglühten Messdrahtes.
1600°
1500°
1400°
1300°
1200°
1100°
Drahttemperatur (Cels°)
heisser Flammensaum
0 0,4 0,8 1,2 1,6 2,0 2,4 2,8 3,2 3,6 4,0 4,4 4,8 cm

Fig. 6.

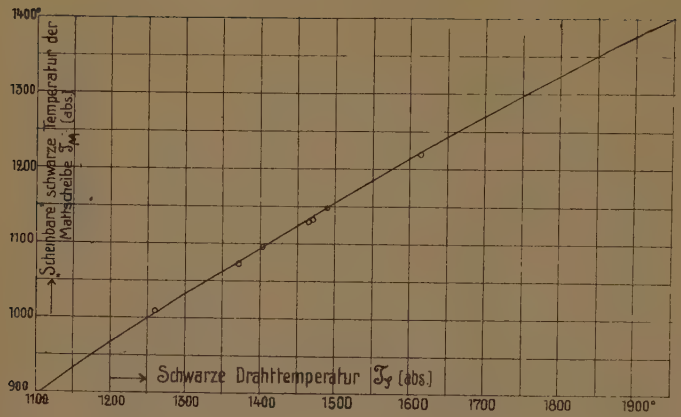
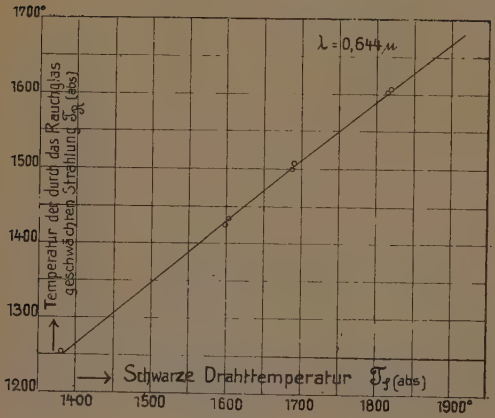
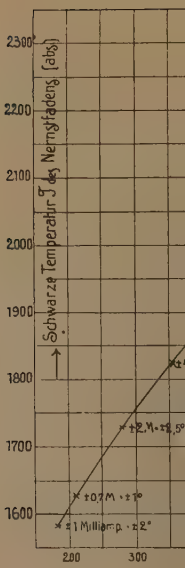

1400°
1300
1200
1100
1000
900
1100
1200
1300
1400
1500
1600
1700
1800
1900°
Scheinbare schwarze Temperatur der Mattscheibe T_M (abs.)
Schwarze Drahttemperatur T_s (abs.)

Fig. 7.


1700°
1600
1500
1400
1300
1200
1400
1500
1600
1700
1800
1900°
$\lambda = 0{,}644\,\mu$
Temperatur der durch das Rauchglas geschwächten Strahlung T_{gr} (abs)
Schwarze Drahttemperatur T_s (abs)


2300°
2200
2100
2000
1900
1800
1700
1600
Schwarze Temperatur $\mathcal{T}_{\text{des}}$ Nernstfadens (abs.)
±2,M = ±2,5°
±0,7 M = ±1°
±1 Milliamp. = ±2°
200
300

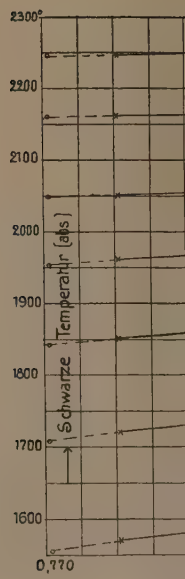

2300°
2200
2100
2000
1900
1800
1700
1600
Schwarze Temperatur (abs.)
0,770

Fig. 3.

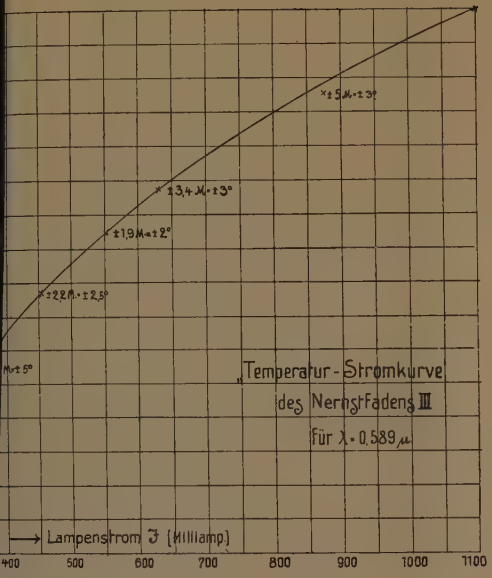
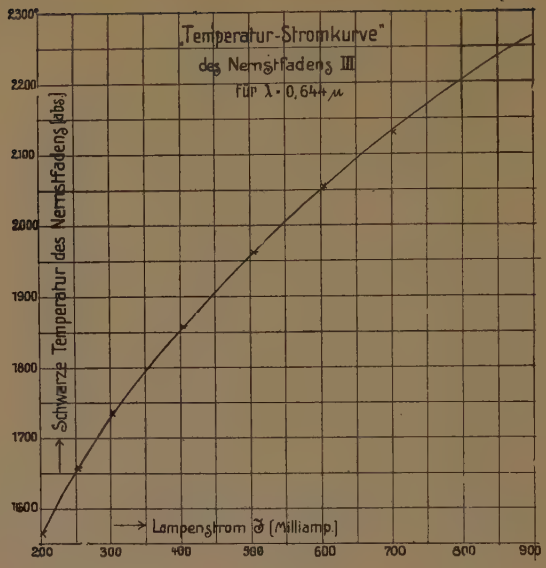


Fig. 8.



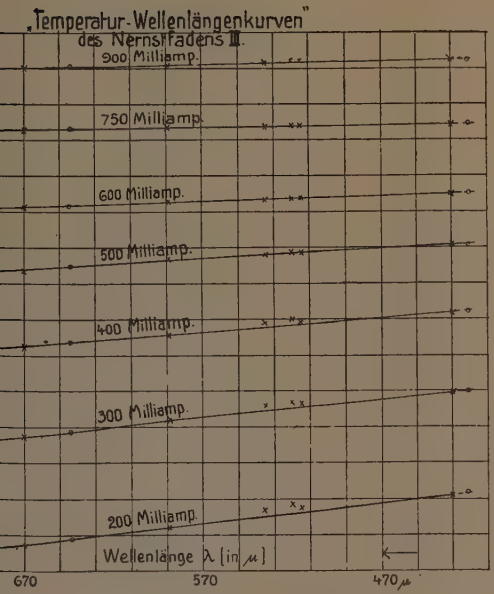


Fig. 9.

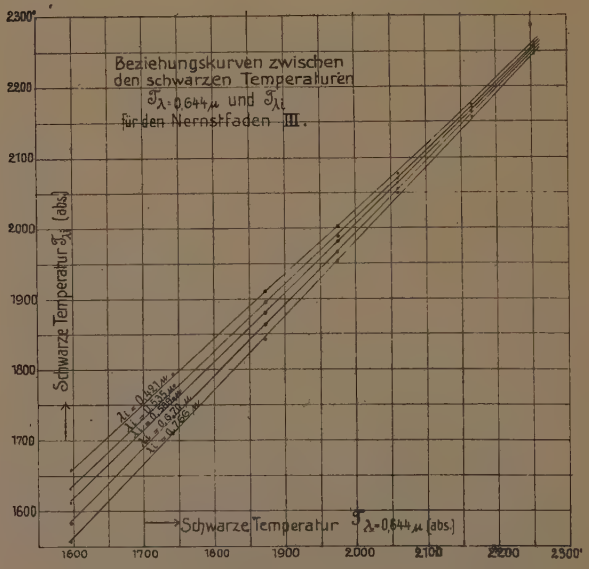


Fig. 10.

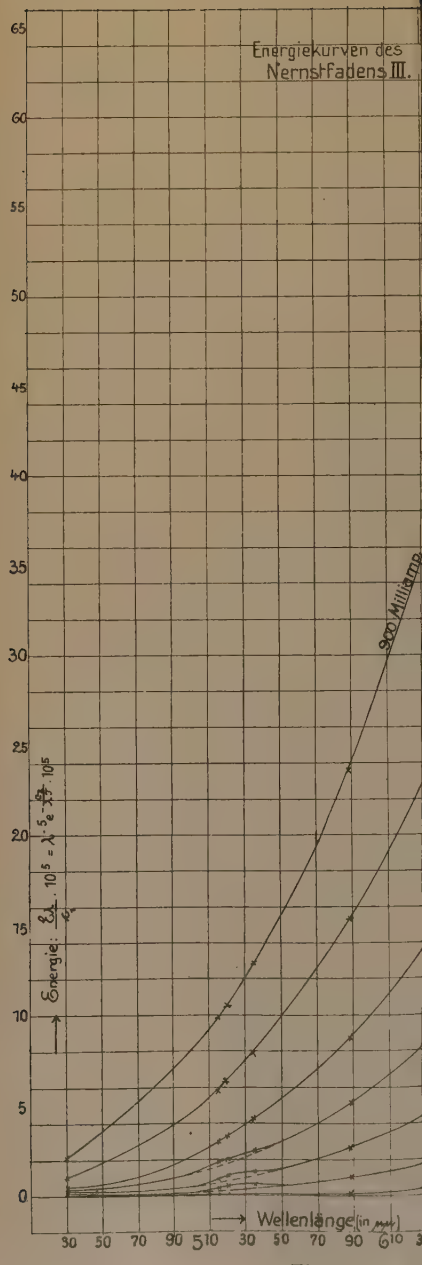
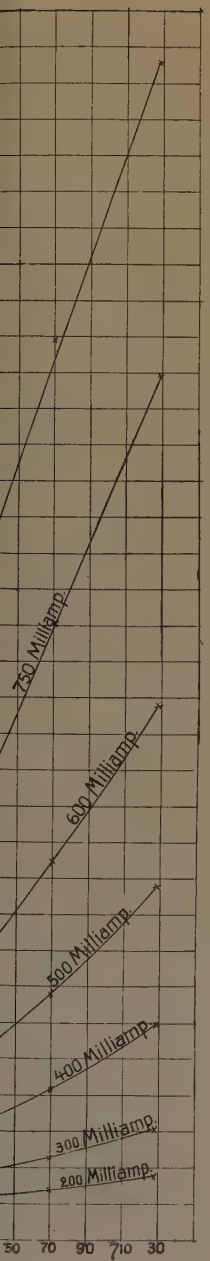

Energiekurven des
Nernstfadens III.
900 Milliamp
Energie: $\frac{\mathcal{E}_\lambda}{\sigma_\lambda} \cdot 10^5 = \lambda^{-5} e^{-\frac{\sigma_\lambda}{\lambda^5}} \cdot 10^5$
Wellenlänge (in μμ)
65
60
55
50
45
40
35
30
25
20
15
10
5
0
30 50 70 90 5 10 30 50 70 90 6 10

Fig. 11.


750 Milliamp.
600 Milliamp.
500 Milliamp.
400 Milliamp.
300 Milliamp.
200 Milliamp.
50 70 90 710 30

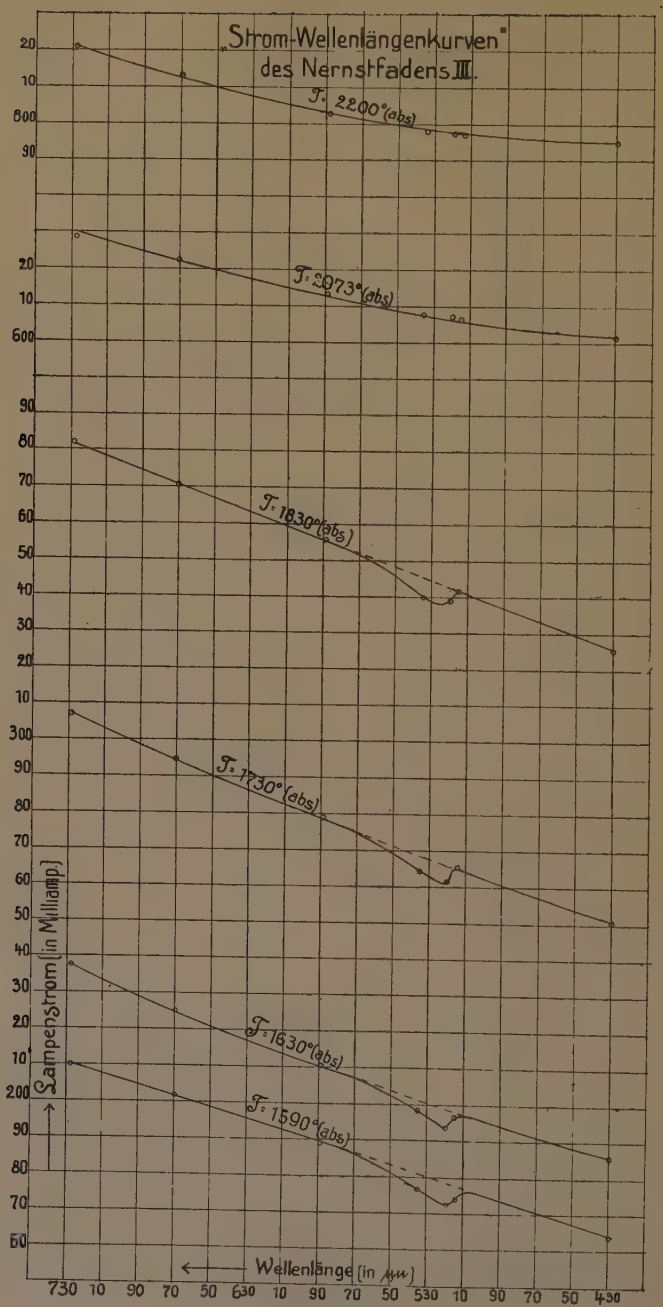

„Strom-Wellenlängenkurven"
des Nernstfadens III.
T. 2200° (abs)
T. 2073° (abs)
T. 1830° (abs)
T. 1730° (abs)
T. 1630° (abs)
T. 1590° (abs)
Lampenstrom (in Milliamp.)
Wellenlänge (in μμ)
730 10 90 70 50 630 10 90 70 50 530 10 90 70 50 430

Fig. 12.

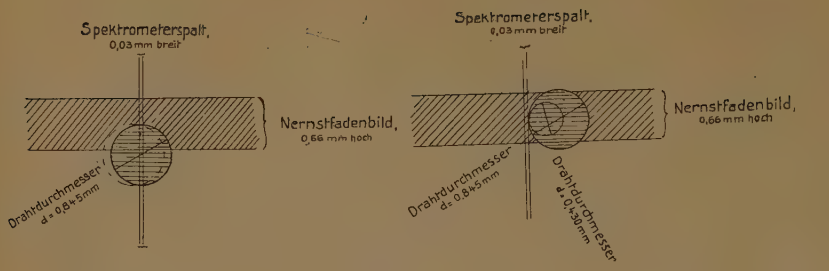


Fig. 13.

Drahttemperatur und „Umkehrtemperatur“ an einem gegebenen Flammenort.

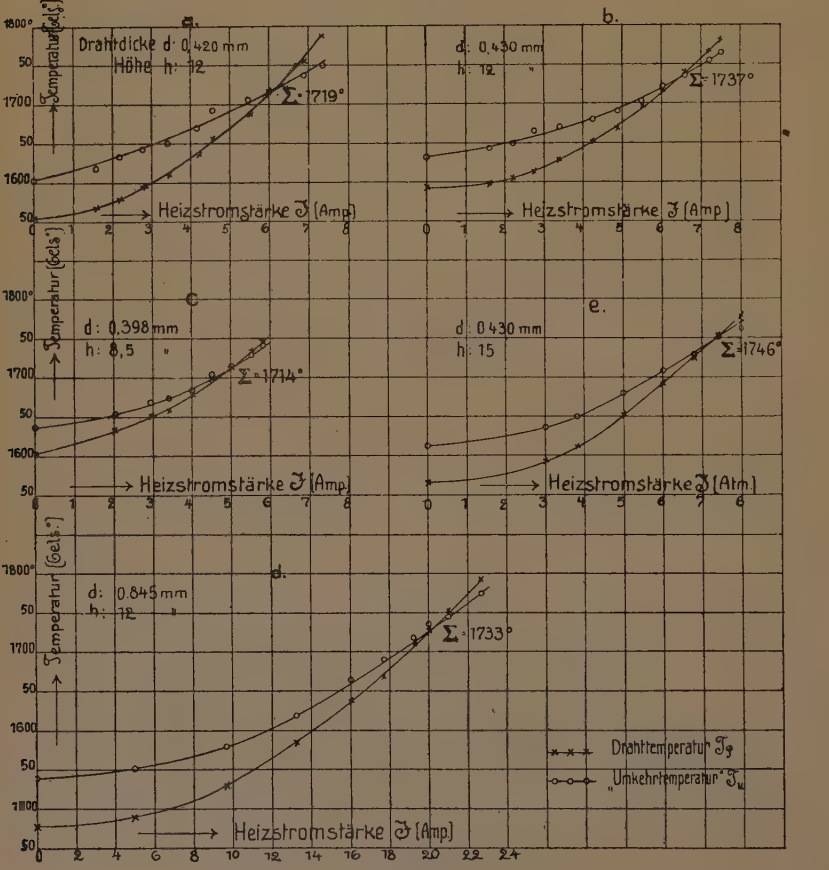


Fig. 14.

„Umkehrtemperatur" oberhalb des Meßdrahtes.

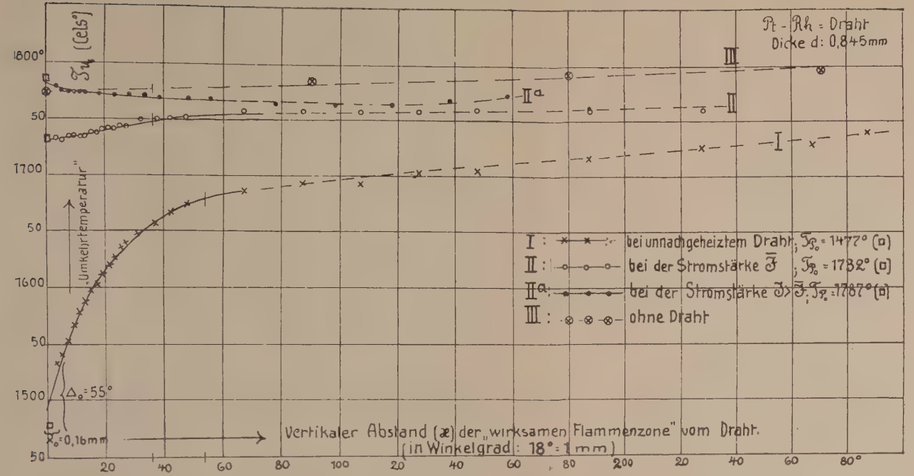


Fig. 15.

„Umkehrtemperatur" seitlich vom Meßdraht.

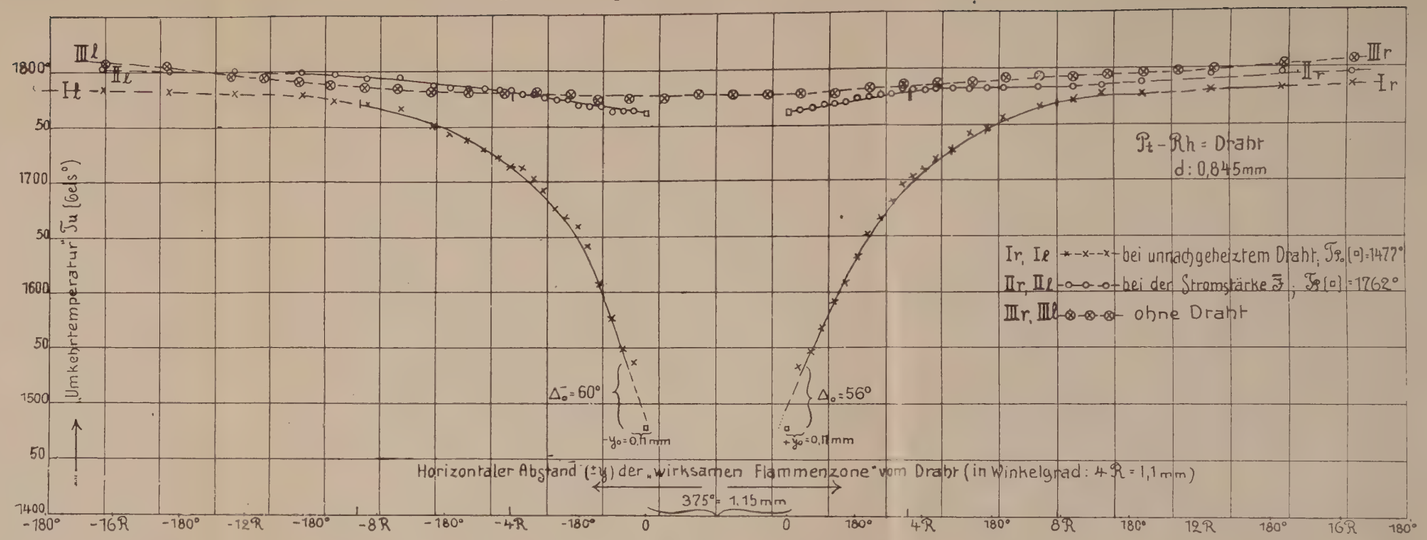


Fig. 16.

„Umkehrtemperatur"
oberhalb des Meßdrahtes.

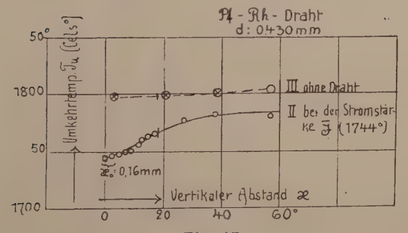


Fig. 17.

„Umkehrtemperatur" seitlich vom Meßdraht.

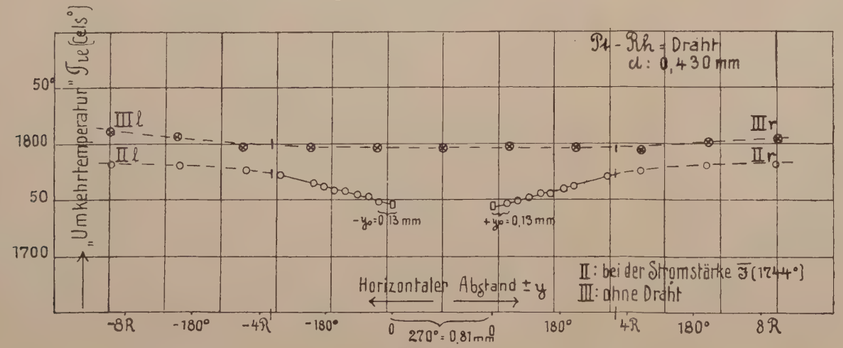


Fig. 18.

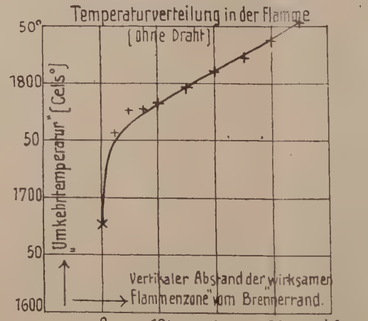


Fig. 19.

Temperaturverteilung
in der Flamme
(ohne Draht).

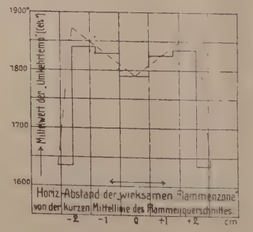


Fig. 20.

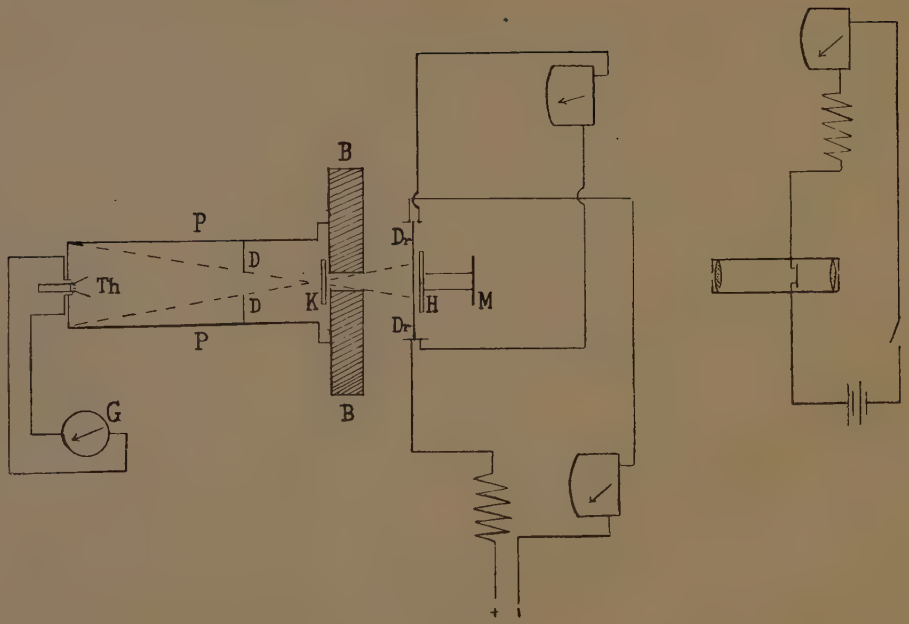


Fig. 21.

Bestimmung der Flammentemperatur mittels Strahlungsmessung.

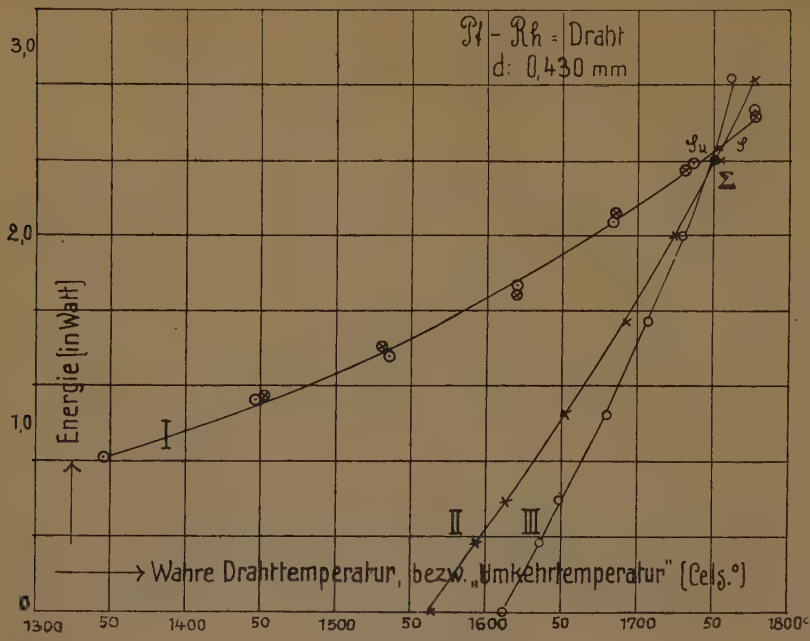


Fig. 22.

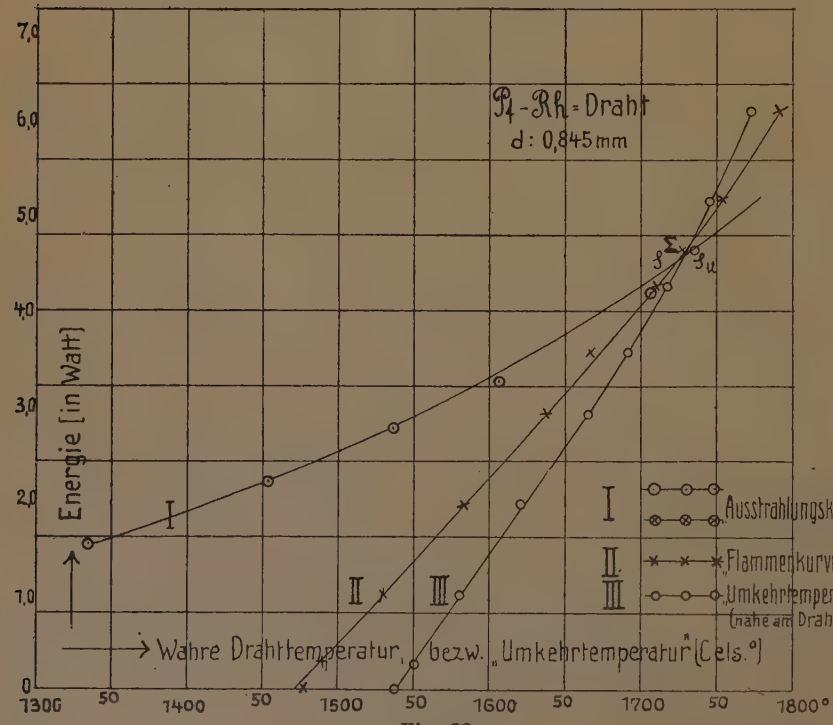


Fig. 23.

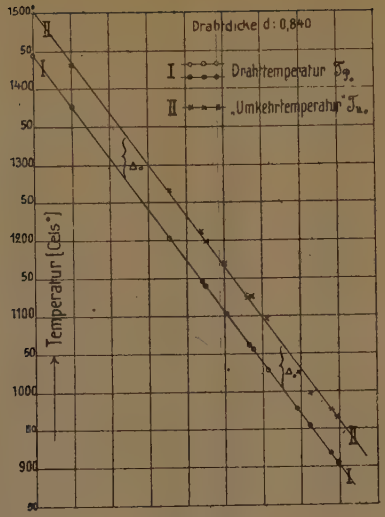


Fig. 24.

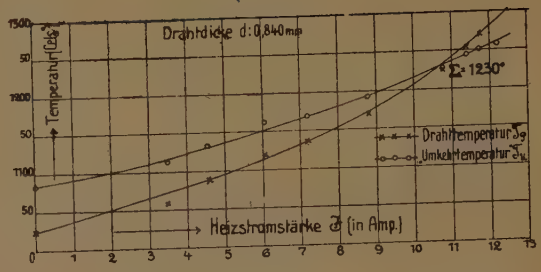


Fig. 25.

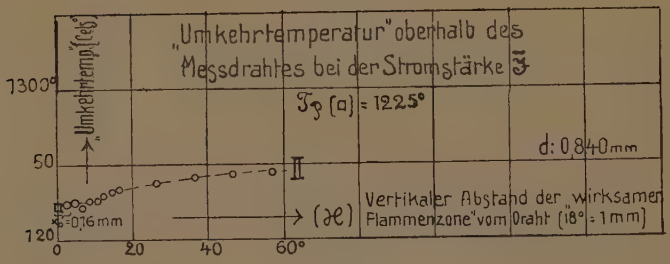


Fig. 26.

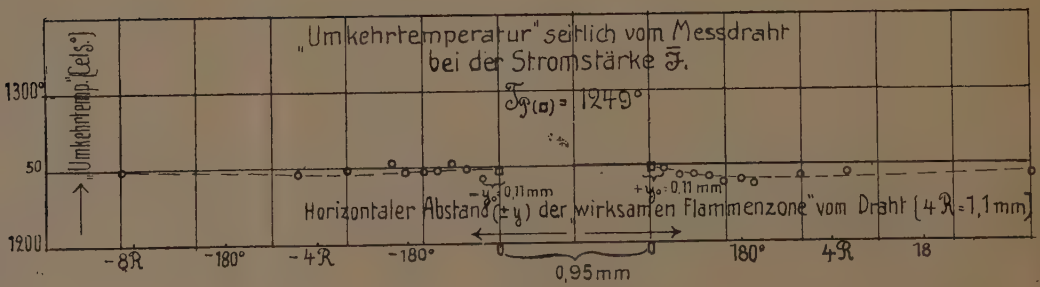


Fig. 27.

Lebenslauf.

Ich bin am 5. April 1887 in Breslau als Tochter des Kaufmanns Georg Kohn und seiner Ehefrau Helene, geb. Hancke geboren.

Von Ostern 1893 bis Ostern 1903 besuchte ich die höhere Töchterschule von Fräulein Anna Malberg, machte dann von Ostern 1903 bis Ostern 1907 die städtischen Realgymnasialkurse für Mädchen durch und legte Ostern 1907 die Reifeprüfung am Realgymnasium zum heiligen Geist ab.

Seitdem widmete ich mich an der Universität Breslau dem Studium der Physik und Mathematik.

Ich hörte die Vorlesungen und Übungen der Herren:

Baumgartner, Buchner, Franz †, Herz, Hönigswald, Kneser, Kühnemann, A. Ladenburg †, R. Ladenburg, Lummer, Pringsheim, Rosanes, Cl. Schaefer, Sturm, Supan, Waetzmann.

Ihnen allen danke ich für die freundliche Förderung meiner Studien.

Hedwig Kohn.